DIE NATURWISSENSCHAFTEN

30. Jahrgang | 4. September 1942 | Heft 36

Biomotorik als Organisationsproblem. II.

Von W. R. Hess, Zürich.

In einem ersten Aufsatz[1]) wurden die Fragen dargelegt, die sich uns stellen, wenn wir die motorischen Leistungen lebendiger Wesen im Sinne kausalen Geschehens verstehen lernen wollen. Als Grundlage eines solchen Unternehmens wurde die Abklärung der physikalischen Gegebenheiten bezeichnet und als Ziel der Untersuchung die Einsicht in den Mechanismus, durch welchen die muskulären Kräfte derart *in eine Ordnung* gefügt werden, daß sie eine bestimmte *dynamische Aufgabe* erfüllen. Um welche Aufgabe es sich handelt, unterrichten die Beobachtungen in der freien Natur, zum Teil auch die Kontrolle bei gestellten Bedingungen, d. h. beim Experiment. Im einen wie im anderen Fall vermittelt die kinematographische Registrierung über die Bewegungsordnung vertieften Aufschluß. Die folgenden Ausführungen gelten der Absicht, noch in anderer Weise in die Problematik der Bewegungsorganisation Einblick zu erhalten. Wir setzen uns jetzt nämlich das Ziel, die von der Natur vollbrachten organischen Leistungen im *konstruktiven Gedankengang* zu verstehen. Dabei suchen wir die für die Biomotorik maßgebenden physikalischen Bedingungen im einzelnen klarzustellen und darauf aufbauend das Schema einer Ordnung zu entwerfen, deren Ergebnis mit den biomotorischen Leistungen übereinstimmt. Man kann sich allerdings fragen, ob die an die Technik erinnernde, sich der Konstruktion bedienende Arbeitsweise in der Biologie überhaupt am Platze ist. Der *Versuch* möge entscheiden, den wir auf die Gefahr des Irrtums hin unternehmen, allerdings nicht ohne uns bewußt zu sein, bei diesem Vorgehen ein *in der lebenden Natur selbst bewährtes Prinzip* anzuwenden. *Ein* Erfolg wird uns jedenfalls sicher sein, nämlich eine vertiefte Einsicht in das ganze Problem, welches uns der motorische Gestaltungsprozeß vorlegt.

Abgesehen vielleicht von den primitivsten Bewegungsformen liegt dem motorischen Verhalten der Organismen ein planmäßiger Einsatz der Muskelkräfte zugrunde. Durch Kombinationen und zeitliches Ineinandergreifen wird ein Bewegungsablauf organisiert — bzw. konstruiert —, welcher eine in Raum und Zeit definierte mechanische Aufgabe erfüllt. Sehr klar lassen sich diese Verhältnisse bei den Blickbewegungen des Auges übersehen. Der Augapfel ist eine in allen Ebenen des Raumes drehbare Kugel in ihrer Pfanne. Die bewegenden Kräfte werden von drei Muskelpaaren entwickelt, die nach drei Ebenen orientiert sind. Die biologische Leistung besteht in der Einstellung des Sehstrahles in der Richtung auf ein im Gesichtsfeld auftauchendes Interessenobjekt.

Zur näheren Kennzeichnung der physikalischen Situation sei über Ansatz und Wirkungsweise der einzelnen Augenmuskeln (in etwas schematisierender Vereinfachung) folgendes beigefügt:

Ein schläfenseitig und ein nasenseitig am Augapfel ansetzender Muskel entfalten Kräfte, welche bei dem geradeaus blickenden linken Auge den Sehstrahl nach links bzw. nach rechts wenden. Der obere und der untere gerade Augenmuskel heben und senken den Sehstrahl. Der obere und der untere schräge Muskel rotieren den Augapfel um die Sehachse, und zwar — auf das linke Auge bezogen und von *hinten* bzw. in der Richtung des Sehstrahles gesehen — der erste mit, der zweite entgegen dem Uhrzeiger. Durch diese drei Muskelpaare ist die aktive Beweglichkeit in allen möglichen Ebenen des Raumes gesichert. Die Aktivierung der in den ruhenden Muskeln „potentiell" vorhandenen Kräfte erfolgt durch Nervenfasern, welche ihre Innervationsenergie aus Zellgruppen empfangen, die innerhalb des Zentralnervensystems (ZNS.) als „Repräsentanten" jener potentiellen Muskelkräfte angesprochen werden können.

Eine weitere Realität sind die durch die Sehnervfasern vermittelten definierten Verbindungen zwischen den einzelnen Netzhautstellen und Nervenelementen im Gehirn, welche in ihrer Gesamtheit als „Projektion" der Netzhaut innerhalb des ZNS. zu gelten haben. Die Netzhautelemente ihrerseits korrespondieren nach *optischen* Gesetzen mit bestimmten Projektionsrichtungen in den äußeren Sehraum bzw. in das Sehfeld. Die eben beschriebenen Beziehungen werden in Fig. 1 als **Funktionschema** zum Ausdruck gebracht. Im linken oberen Quadranten sind das Sehfeld *S* und die Netzhaut (Retina *R*) dargestellt, wobei sich das im ersteren mit × bezeichnete, links außen befindliche Objekt optisch auf der letzteren rechts außen abbildet. — Im rechten oberen Quadranten ist die durch isolierte Leitung vermittelte Projektion *Rc* mit definierter Korrespondenzstelle im ZNS. gezeichnet. — Dem rezeptorischen Apparat der ganzen oberen Schemahälfte ist der effektorische Apparat in der unteren Hälfte gegenübergestellt, und zwar zeigt der rechte untere Quadrant die mit den vier geraden Augenmuskeln in Verbindung stehenden Zellgruppen (Muskelkerne bzw. Kernabschnitte) *e, s, if, it* (M. rect. externus, superior, inferior, internus). Der konkreten Annahme eines im Sehfeld aufgetauchten Reizobjektes bei × entsprechend, besteht Verbindung einer bestimmten Stelle eines zentralen

[1]) Biomotorik als Organisationsproblem. I. Naturwiss. **29**, 441 (1942).

motorischen Richtfeldes *Mc* mit der Zellgruppe *e*. Die Erregung derselben teilt sich durch Leitung dem peripheren motorischen Apparat *M* im linken unteren Quadranten mit. Die Folge ist eine Aktivierung der Kraft des Seitwärtswenders und entsprechende Blickwendung nach links. Damit wird das Reizobjekt × im Sehfeld „optisch erfaßt". In diesem Zusammenhang ist hervorzuheben, daß der Inhalt dieser Ausführungen nicht Hypothese ist, sondern die Kennzeichnung eines funktionellen Tatbestandes im graphischen Schema, gültig für gezielte

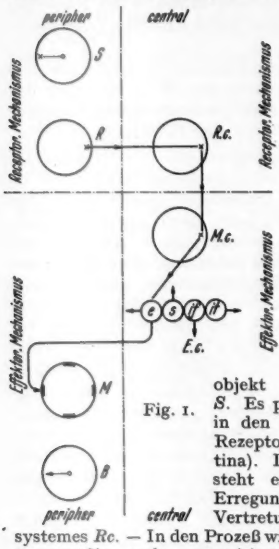

Fig. 1. Schema des Reizweges bei Blickbewegung: linkes Auge nach links (orientiert nach der Blickrichtung!). Bei × erscheint ein Reizobjekt seitlich im Sehfeld *S*. Es projiziert sich (optisch) in den nasalen Abschnitt des Rezeptorensystemes *R* (Retina). Durch Verbindung entsteht ein korrespondierender Erregungsherd der zentralen Vertretung des Rezeptorensystemes *Rc*. — In den Prozeß wird einbezogen der richtungsmäßig analog organisierte zentrale motorische Richtapparat („Richtfeld") *Mc*, entsprechend bestehenden Verbindungen auch die zentralen Repräsentanten der Effektoren *Ec* (= Kerne bzw. Kernsektoren der Augenmuskeln; *e* = R. ext.; *s* = R. sup.; *if* = R. inf.; *it* = R. int.). Es werden Kräfte des Rectus externus, als Glied des Effektorensystemes, mobilisiert. — Das Auge wendet den Blick nach links und erfaßt optisch das Reizobjekt. Dieser Mechanismus spielt nur treffsicher aus primärer Augenstellung (Blick geradeaus). — Es sind nur die geraden Augenmuskeln berücksichtigt.

reflektorische Blickbewegung. Daneben hat das Schema aber auch die Bedeutung des Entwurfes einer Konstruktion, welche im Sinne eines optisch gesteuerten Apparates treffsicher arbeiten würde. Im Hinblick auf diese Interpretation ist wesentlich, daß die räumliche Anordnung aller (zentralen) Verbindungselemente in der rechten Schemahälfte irrelevant ist, sich also nicht an die vorgezeichnete Linienführung zu halten braucht; es handelt sich hier lediglich um gute Übersicht in der Darstellung. So ist es z. B. möglich, daß sich die Felder *Rc* und *Mc* überdecken bzw. ineinandergeschachtelt sind, wobei die Elemente des Rezeptor-Projektionsfeldes *Rc* mit den Elementen des motorischen Richtfeldes *Mc* unmittelbaren Kontakt besitzen. Eine *streng geometrische Ordnung* muß hingegen im peripheren Sektor bestehen, nämlich zwischen Anordnung der Rezeptoren und der Effektoren. Nur so wird der Sehstrahl treffsicher gerichtet, und zwar auch dann, wenn sich das Reizobjekt im Sehfeld irgendwo zwischen Horizontal- und Vertikalmeridian befindet (Fig. 2). Die diagonale Blickbewegung wird in diesem Beispielsfall durch proportioniertes Zusammenwirken von zwei Muskeln erzeugt bzw. durch eine Verlagerung des stets aus den Kräf-

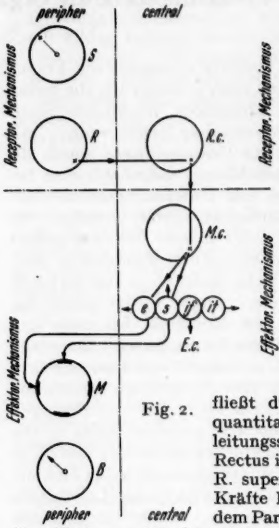

Fig. 2. Analog Fig. 1. Reizobjekt erscheint aber im seitlich obern Teil des Sehfeldes. Die Erregung fließt durch das geometrisch quantitativ strukturierte ‚Reizleitungssystem' sowohl in den Rectus internus als auch in den R. superior. Die aktivierten Kräfte kombinieren sich nach dem Parallelogramm der Kräfte. Der Blick wendet sich nach außen oben und erfaßt dort das Reizobjekt.

ten aller Muskeln resultierenden Spannungsgleichgewichtes. Wie dabei auch der *Grad* der Ablenkung beherrscht werden kann, sei hier nicht weiter ausgeführt[1]). Dagegen sei auf einen anderen Punkt hingewiesen, dessen Berücksichtigung eine richtige Vorstellung davon gibt, was die Organisation der Muskelkräfte zu zielgerichteten Bewegungsimpulsen bedeutet. Dem (in Fig. 1) dargelegten Funktionsschema liegt die Voraussetzung zugrunde, daß der optische Reiz das Auge in seiner Primärlage (d. h. Blick geradeaus) trifft. Beim Menschen und bei optisch höher

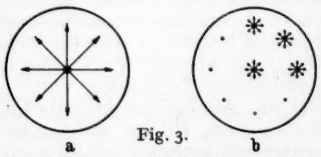

Fig. 3. a) Schema eines Blickfeldes, welches nur von der Primärstellung her motorisch beherrscht wird; aus dieser Position können aber durch entsprechende Muskelkombinationen alle möglichen Richtungen anvisiert werden (= einfache Mannigfaltigkeit). b) Blickfeld, in welchem aus allen möglichen Ausgangsstellungen heraus der Blick nach allen möglichen Richtungen gewendet werden kann (= doppelte Mannigfaltigkeit).

[1]) W. R. HESS, Biol. Zbl. **61**, 545 (1941).

organisierten Tieren erfüllt der Augenmuskelapparat aber auch kompliziertere Leistungen. Dieser Sachverhalt ist in Fig. 3 dargestellt. Die zwei Scheiben bedeuten je ein Blickfeld; die Pfeile entsprechen möglichen Blickbewegungen. Während 3a die Leistungen einer Organisation wiedergibt, welche *ausschließlich aus der Primärlage* heraus Einstellbewe-

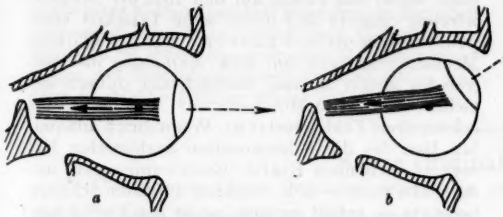

Fig. 4. a) Zugrichtung des Musc. rect. ext. bei Primärstellung des Auges (Blick geradeaus). Er entwickelt eine rein abduzierende Kraft. — b) Zugrichtung des Rectus externus bei aufwärts schauendem Auge. Zur Abduktion gesellen sich bei Aktivierung des Muskels eine hebende und auch eine leichte raddrehende Kräftekomponente. Der Bewegungserfolg jedes motorisch aktivierten Augenmuskels ändert sich analog in geometrisch definierter Weise mit der Augenstellung.

gungen vermitteln kann, bringt 3b die Verhältnisse zum Ausdruck, wo die Blickrichtung aus beliebiger Augenstellung in beliebiger Richtung Einstellbewegungen vollzieht. Um zu verstehen, was diese größere Mannigfaltigkeit für die zentrale Organisation bedeutet, müssen wir uns der bereits in Teil I besprochenen Mechanik der Augen erinnern. Fig. 4 zeigt wieder, wie die Zugrichtung eines einzelnen Muskels sich mit jeder Stellungsänderung des Auges ändert. So entwickelt der Seitwärtswender (4a) auch eine Hebekomponente, wenn das Auge aufwärts blickt (4b). Infolge dieser *Bedingtheit* der motorischen Wirkung eines jeden der sechs Augenmuskeln versagt das in Fig. 1 wiedergegebene, auf festen Beziehungen zwischen den Systemen der *Rezeptoren und Effektoren* aufgebaute Funktionsschema. Denn es bedarf für jede Ausgangslage des Auges einer anderen Muskelkombination, wenn sich als Resultante eine Blickbewegung in bestimmter Richtung ergeben soll. Es steht nun zur Diskussion, wie in jedem Fall die der Augenstellung adäquate Kombination zur Wirkung gebracht werden kann. Hier ist die *geometrisch argumentierte Tatsache* maßgebend, daß zwar für den Einzelmuskel seine Zugrichtung wechselt, daß sie aber für jede *bestimmte Augenstellung* (und nur durch diese!) *eindeutig definiert ist.* Somit *muß* der Augenstellung ein entscheidender Einfluß in der koordinatorischen Funktion zukommen. — In diesem Sinne ist das in Fig. 5 wiedergegebene Schema zu verstehen. Es beschränkt sich auf einen differenzierenden Ausbau des rechten unteren Quadranten von Fig. 1 (S. 538). An Stelle der einfachen Beziehungen zwischen dem zentralen motorischen Reizfeld *Mc* und den einzelnen Muskeln tritt ein *auswählendes* Übertragungsorgan. Jede Funktionseinheit (Stelle) im motorischen Richtzentrum löst sich in eine *Mannigfaltigkeit potentieller Verbindungen* zu den Effektoren bzw. zu deren zentralen Repräsentanten auf. Welche aus der Vielheit möglicher Impulsübertragungen in einer konkreten Situation aktiv ist, kann gemäß dem Gesagten nur ein Einfluß bestimmen, welcher von der momentanen Augenstellung induziert ist; denn durch diese wird ja die Zugrichtung der einzelnen Muskeln definiert. In Fig. 5 ist angenommen, daß durch einen optischen Reiz ein Wenden des Auges ausgelöst werde, wenn es zufällig gerade aufwärts blickt. Diese Position

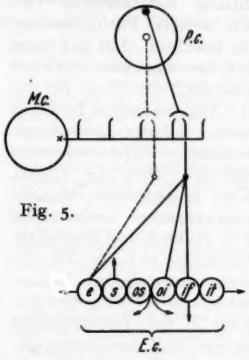

Fig. 5.

Fig. 5. Motorische Beherrschung des Blickfeldes im Sinne doppelter Mannigfaltigkeit: Schema der auswählenden Reizübertragung (durch Zwischenschaltung eines „Wahlorganes"). — *Mc* motorischer Richtapparat, wie in Fig. 1 und 2. Der vom Rezeptorsystem mitgeteilte Impuls hat hier aber durch Aufzweigung des Erregungsträgers potentielle Beziehungen zu mannigfaltigen Muskelkombinationen. Die wahlweise Aktivierung einer bestimmten Potenz ist durch die Position des Augapfels bestimmt. — Im Schema ist (wie in Fig. 1) Wendung nach links induziert; die gestrichelte Linie zeichnet den Weg des Impulses bei Primärstellung des Auges: es wird ausschließlich der Rectus externus mobilisiert. Die ausgezogene Linie zeichnet den Weg des Impulses, wenn der Wendereiz bei aufwärts blickendem Auge auftritt: der Impuls wird konform der veränderten Zugrichtung des R. ext. verteilt. Seine Hebekomponente (Fig. 4b) wird durch den R. inf. (*if*) kompensiert, die rotatorische Komponente durch den Obl. inf. (*oi*). Die Resultante ist nun wieder reine Linkswendung. In Wirklichkeit werden auch die respektiven Antagonisten (reziprok) einbezogen, überhaupt in jedem Falle der Muskelapparat als Ganzes im Sinne einer dynamischen Einheit. — Die Effektorrepräsentanten *e*, *s* usw. sind durch Pfeile einzeln gekennzeichnet [siehe auch Fig. 13 Pflügers Arch. **244**, 777 (1941)].

wird in einer bestimmten Reizkonstellation zentral reproduziert. Die Folge davon ist die Auswahl einer definierten Verbindung nach der Peripherie aus der Vielheit der möglichen. Im konkreten Fall wird der Impuls dem Seitwärtswender *e*, dem unteren Rollmuskel *oi* und dem unteren geraden Muskel *if* zugeleitet. Die Kräfte der zwei letztgenannten verhindern, daß die bei aufwärts gerichtetem Auge vom Seitwärtswender entwickelten Hebe- und Rollkomponenten in Bewegung umgesetzt werden. Zu Vergleichszwecken ist in dem Schema durch punktierte Linien die Verbindung dargestellt, wie sie der Seitwärtswendung bei Primär-

stellung adäquat wäre. Der ganzen Darstellung sei nochmals beigefügt, daß das *Schema* geometrisch bedingte *Funktionsbeziehungen* ausdrückt, wobei es nicht darauf ankommt, wie die Verbindungselemente im Raum gelagert sind. Und wieder kann das Schema als Vorlage zweckdienlicher, und zwar *einfachster* Konstruktion gelten. Andere Varianten sind möglich. *Immer müssen sie aber die gezeichneten Funktionsglieder enthalten.* Sache biologischer Forschung ist es, die gewonnene Einsicht als Anregung und Wegleitung zu verwerten und durch physiologische und morphologische Untersuchungen den Mechanismus nachzuweisen, welcher vermittels der motorischen Zentren die im einzelnen beschriebenen Leistungen vollzieht.

Die durch Beobachtung feststellbaren Tatbestände legen uns noch weitere Probleme vor. In dieser Beziehung ist zu beachten, daß sich beim Menschen und bei optisch höher organisierten Tieren in nicht geringem Ausmaß auch der Kopf bei der Blickbewegung beteiligt. Organisatorisch beurteilt handelt es sich hier darum, daß der Bewegungsimpuls *zwei parallel geschalteten Effektorsystemen* zugeleitet wird, d. h. einerseits dem die Augen, anderseits dem den Kopf bewegenden Muskelapparat. Wenn die topographischen Verhältnisse bei letzterem auch nicht so einfach und übersichtlich liegen wie bei ersterem, so hat dies für die *Struktur des zentralen Organisators* keine Bedeutung; denn hier wie dort erschöpft sich die Anforderung an die Leistung in der Beherrschung der drei Ebenen des Raumes. Soll das korrespondierende Funktionsschema gezeichnet werden, so muß sich der Bewegungsimpuls eines gemeinschaftlichen motorischen Zentrums (*Mc*) in zwei parallele koordinierte Erregungen aufzweigen, von denen jede getrennt, nach dem dargestellten Prinzip der wahlweisen Erregungsübertragung, den beiden Effektorengruppen zufließt. Eine Frage für sich sind *reziproke Beziehungen*, welche die beiden Effektorengruppen unter sich selbst wieder unterhalten, indem die Verteilung der Innervationsenergie offenkundig an wechselnde Umstände (z. B. Widerstandsverhältnisse) angepaßt werden kann. Wir begnügen uns, auf diese Punkte hinzuweisen, ohne sie hier weiter zu verfolgen. Um so wichtiger ist die Erörterung einer anderen Frage: In *einer* Hinsicht liegen nämlich die Verhältnisse bei der Organisation gezielter Kopfbewegung komplizierter als beim Auge. Während der Augapfel bei seiner Blickrichtung sich um den Schwerpunkt dreht, wird dieser bei Bewegungen des Kopfes in der Regel verschoben. Bei einer Senkung fügt sich die Schwerkraft mit positivem, bei Heben mit negativem Vorzeichen in das Kräftespiel ein. Im weiteren wird das einfache, für das schwerefreie Feld gültige Konzept noch dadurch gestört, daß mit Änderungen der Kopfhaltung Verlagerungen hinsichtlich der exzentrischen Unterstützung einhergehen und die für *eine regulierte Haltung* des Kopfes in Ruhe oder Bewegung erforderlichen Muskelspannungen je nach der Situation verschieden sind. In Anbetracht solcher Verhältnisse muß der Innervationsmechanismus einer gezielten Blickbewegung außerordentlich verwickelt erscheinen. Das konstruktiv ausgeführte Schema läßt indessen relativ einfache Verhältnisse erkennen. Grundsätzlich handelt es sich nämlich um das Zusammenwirken von zwei getrennt arbeitenden Organisationssystemen, wobei das zweite auf den *Reiz der Schwerewirkung* reagiert und durch seine Tätigkeit kompensatorische Reflexe aktiviert. Der Erfolg dieses Mechanismus läuft auf eine *Aufhebung der zielfremden Kräfte* hinaus, wodurch der optisch gezielte Innervationsmechanismus gleichsam ins schwerefreie Feld versetzt ist. Wenn durch adäquaten Bau des die Kompensation auslösenden Rezeptors auch noch Kräfte (Beschleunigungen) anderer Herkunft — d. h. nicht nur durch die Schwere bedingte — erfaßt werden, so ist die Treffsicherheit des optisch regulierten Systemes unter allen Umständen gesichert.

Bei einer Interpretation dieses vorerst nach seiner physikalischen Seite gezeichneten Sachverhaltes auf biologische Verhältnisse wird man sich fragen, wie sich das gleichzeitige Funktionieren der zwei von in gewisser Hinsicht *parallel geschalteten Rezeptorsystemen* gesteuerten motorischen Leistungen im speziellen gestaltet. Hier sind verschiedene Möglichkeiten ins Auge zu fassen. Es würde einer ersten Entwicklungsstufe entsprechen, wenn die getrennten Organisationseinrichtungen je ihre eigenen Muskelapparate zur Verfügung hätten. Dann käme es einfach zu einer Überlagerung der *motorischen Auswirkungen* der unabhängig voneinander arbeitenden Effektoren. Die von ihnen hervorgebrachten Kräfte würden im *Bewegungserfolg* zur Vereinigung kommen. Eine andere, interessantere Variante ist die Fusion der sich parallel abspielenden organisatorischen Funktionen in einer Ebene, in welcher die Innervationsenergie noch nicht in Muskelspannung umgesetzt ist, sondern wo die Impulse an zentrale Zellgruppen abgeliefert werden, welche erst durch ihre Erregung die zugeordneten Muskeln in Tätigkeit setzen. In diesem Sinne kann man hier von einer Überlagerung *„potentieller Kräfte"* sprechen, wobei der von beiden Organisationsapparaten beherrschte Muskelapparat die *innervatorische Resultante* physikalisch zur Wirkung bringt. Diese zweite Ordnung bedeutet eine Vereinfachung, entsprechend einen Fortschritt. Ihre Leistungsfähigkeit ist — im Rahmen der praktisch wichtigen Treffsicherheit — vollkommen, vorausgesetzt, daß die *Summation der Innervationsenergien am gemeinschaftlichen zentralen Angriffspunkt quantitativ und richtungsmäßig geordnet* erfolgt. Diese Einsicht ist uns deshalb besonders wertvoll, weil wir hier eine Anordnung kennengelernt haben, die in ihrer Äußerung mit den motorischen Leistungen höher organisierter Tiere und des Menschen übereinstimmt.

Zum Abschluß sei noch einem Gedanken Ausdruck gegeben, welcher einerseits *Zusammenfassung*, anderseits *Weiterentwicklung* bedeutet: Es

ist hier versucht worden, dadurch Aufklärung zu erhalten, daß aus der konkreten Erscheinung der Bewegungsorganisation das *Ordnungsproblem* herausgelöst und näher gekennzeichnet wird. Dieses Vorgehen scheint einen Weg zu eröffnen, welcher in ein anderes Gebiet hineinführt, wo ebenfalls die Organisation der Innervation im Vordergrund steht. Die beim Menschen und bei manchen Tieren zu höchster Vollkommenheit gelangten motorischen Leistungen kann man nämlich auch so betrachten, daß man in ihnen das ordnende Gestaltungsvermögen des Zentralnervensystems schlechthin, und zwar in *objektiv faßbarer Weise* sieht. Dann stellt sich die Frage, ob es nicht *dieselben Ordnungsgesetze* sind, welche — mit anderem Inhalt — die *Organisation im psychischen Sektor* beherrschen. Hier wie dort sind jedenfalls die funktionellen Gegebenheiten die gleichen, nämlich die nach Raum und Zeit eingesetzten biologischen Eigenschaften nervöser Elemente, deren Potenzen im Stadium höchster organischer Entwicklung vermutlich in jedem Fall vollkommen ausgeschöpft sind. So kann es sein, daß uns das Studium der Biomotorik einen wertvollen Schlüssel zu einer erfolgreichen *naturwissenschaftlichen Behandlung psychophysiologischen Geschehens* in die Hand gibt.

Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

Hat in früheren Erdperioden ein radioaktives Cäsium existiert? Barium und Strontium aus Pollucit.

In einer Arbeit über die „Radioaktivität des Cäsiums" diskutiert WAHL[1]) die Frage, ob im Anfang unserer Erdgeschichte ein radioaktives Cäsiumisotop existiert habe (ähnlich, wie es ein aktives Kalium- und Rubidiumisotop gibt), das im Laufe der Jahrmillionen zerfallen sei, so daß es verständlich wäre, daß man heute eine Aktivität beim Cäsium, das als Reinelement der Massenzahl 133 gilt, nicht mehr findet. Falls diese Annahme richtig sei, dann sollte man in alten Cäsiummineralen vielleicht das bei der β-Strahlung des Cäsiums entstandene Barium im Massenspektrographen nachweisen können. War doch seinerzeit in Verfolgung des gleichen Gedankenganges der Träger der β-Strahlung beim Rubidium gefunden worden, indem aus einem sehr alten kanadischen Glimmer das Strontium als Folgeprodukt des Rubidiums isoliert worden war[2]); dieses hatte sich bei der massenspektrographischen Analyse als praktisch isotopenreines ^{87}Sr erwiesen[3]).

Als Ergebnis einer daraufhin vorgenommenen massenspektrographischen Untersuchung des in Schwefelsäure schwer löslichen Rückstandes aus dem geologisch alten Pollucit[4]) aus dem Varuträskbezirk in Schweden gibt WAHL an, daß die oben angenommene Arbeitshypothese sich bewahrheitet habe. Er findet im Massenspektrographen neben der starken Linie für ^{133}Cs eine schwache Linie bei 132, die er als ^{132}Ba (das im gewöhnlichen Barium zu weniger als 0,1 % enthalten ist,) deutet; dagegen ergibt sich kein Hinweis auf die Anwesenheit selbst des stärksten Isotops 138, das im gewöhnlichen Barium zu 71,7 % beteiligt ist. In Vergleichsaufnahmen von gewöhnlichem Barium findet WAHL dagegen die Hauptisotope 138, 137, 136, 135 und 134. Die Deutung seiner Linie als isotopenreines ^{132}Ba unterstützt WAHL durch die Untersuchung seines Präparates aus dem Pollucit im optischen Spektrographen, wobei er neben Cäsium auch Barium nachweisen konnte.

Dieser Befund, wonach es beim Cäsium in früheren Zeiten ein aktives Isotop ^{132}Cs gegeben habe, wäre von großem Interesse; denn eine so weitgehende Analogie zwischen Hülle und Kern des Atoms (je ein sehr langlebiges β-aktives Isotop bei den chemisch homologen Elementen Kalium, Rubidium und Cäsium) wurde bisher bei keiner Kerneigenschaft beobachtet.

Da uns durch die Liebenswürdigkeit von Herrn Professor QUENSEL eine größere Probe des Pollucits von Varuträsk zur Verfügung stand, haben wir wegen der Wichtigkeit der Frage die oben zitierten Versuche in etwas abgeänderter Weise wiederholt. Die Abänderung bestand zunächst darin, daß wir für die massenspektrographische Untersuchung nicht nur einen noch viel Cäsium enthaltenden schwer löslichen Sulfatrückstand herstellten, der das Barium lediglich in angereicherter Form enthielt, sondern daß wir das Barium aus dem Mineral nach Möglichkeit rein abschieden, indem wir den Cäsium-Alaun mit heißem Wasser auslaugten; da bei der im Verhältnis zum Cäsium-Alaun verschwindend geringen Menge des zu erwartenden Bariumsulfats die Löslichkeit des letzteren nicht unberücksichtigt bleiben konnte, wurde die starke Löslichkeitszunahme des ersteren in der Hitze in der Weise ausgenutzt, daß beim fraktionierten Auslaugen mit einer geringen Wassermenge stets wieder — bis auf das letzte Mal — mit der erkalteten Mutterlauge der vorhergehenden Fraktion begonnen wurde. Ferner fand die Ionenerzeugung, nicht wie bei WAHL, in einer Gasentladungsröhre dadurch statt, daß die auf der Kathode angebrachte Substanz erst durch Zerstäubung oder Verdampfung in den Entladungsraum gebracht wurde, weil die Ausbeute dabei in der Regel recht gering ist[5]); vielmehr wurden nach der Methode von DEMPSTER[6]) die Ionen im Hochfrequenzfunken erzeugt.

Aus dem Pollucit wurden im ganzen zwei Bariumpräparate aus je etwa 50 g Ausgangsmaterial hergestellt und für die massenspektrographische Untersuchung auf Grund früherer Erfahrungen[7]) in die Form des Jodids bzw. des Bromids übergeführt.

Da die erhaltenen Bariummengen äußerst gering waren und es wünschenswert erschien, für die Aufnahmen im Massenspektrographen wenigstens eine Menge von etwa 20 mg Substanz zur Verfügung zu haben, war nach Abtrennung des Strontiums aus dem Pollucit das erste Präparat auf etwa die 20 bis 40fache Menge mit gewöhnlichem Strontium verdünnt worden. Bereits die ersten Platten zeigten sowohl bei den einfach wie bei den doppelt geladenen Ionen einwandfrei, daß das Barium aus dem Pollucit dieselben Isotope mit der gleichen Intensitätsverteilung besitzt wie gewöhnliches Barium.

Da für die eine Elektrode ein Kohlestift verwendet worden war, waren aber die Aufnahmen ungemein linienreich; es waren u. a. alle Linien der Kohlenwasserstoffgruppen bis C_5H_{12} vorhanden. Zufällig zeigte sich auch in unserem Falle gelegentlich (durchaus nicht bei allen Aufnahmen) sowohl beim Barium aus Pollucit als aber auch beim gewöhnlichen Barium eine Linie bei der Massenzahl 132, die für das sehr seltene ^{132}Ba viel zu kräftig war. Eine nähere Durchsicht ergab, daß gleichzeitig die Linien C, C_2, C_3, C_4 und C_5 auf Kosten der Kohlenwasserstoffverbindungen sehr verstärkt und die Linien für C_6, C_7 bis C_{15} (C_{11} hat die Massenzahl 132) neu aufgetreten waren. Im Funken hatte demnach eine Zerstäubung der Kohle bis zu molekularen Dimensionen herab stattgefunden. Bei Verwendung von Metallelektroden verschwanden diese Linien vollständig.

[1]) W. WAHL, c. Scient. Fenn., Comm. Phys.-Math. 10, 18 (1940).
[2]) O. HAHN, F. STRASSMANN u. E. WALLING, Naturwiss. 25, 189 (1937).
[3]) J. MATTAUCH, Naturwiss. 25, 189 (1937).
[4]) P. QUENSEL, Geol.för. Stockholm Förh. 60, 612 (1938).
[5]) Siehe z. B. J. MATTAUCH u. V. HAUK, Naturwiss. 25, 780 (1937).
[6]) A. J. DEMPSTER, Proc. amer. Phil. Soc. 75, 755 (1935) — Rev. Scient. Instr. 7, 46 (1936).
[7]) J. MATTAUCH, l. c.

Wie ferner u. a. an Nickel, das als zweite Elektrode verwendet worden war, beobachtet wurde, können sehr stark auftretende Isotopenspektren sich mit geringer Intensität, aber gleicher Häufigkeitsverteilung bei den doppelten Massen wiederholen; die Ursache davon sind Umladungen von doppelt auf einfach geladene Ionen im Raum zwischen den beiden Ablenkfeldern[8]). Auf eine solche Wiederholung von Spektren mit mehreren Isotopen findet sich unseres Wissens in der Literatur kein Hinweis; bei der Deutung sehr schwacher Linien muß man eventuell auf solche Möglichkeiten Rücksicht nehmen.

Das zweite Präparat wurde nicht mit gewöhnlichem Strontium vermischt, um dem möglichen Einwande zu begegnen, daß die Hauptmenge des im Massenspektrographen beobachteten Bariums von einer Verunreinigung des Strontiums herrühren könnte. Als Trägerelektrode für dieses Präparat wurde Molybdän verwendet. Wie das Spektrum der einfach geladenen Bariumionen auf Fig. 1 zeigt (auch die Ba^{++}-Ionen zeigten das gleiche Bild), ist Isotopenreinheit oder auch nur eine Auszeichnung der Linie für ^{132}Ba nicht zu beobachten; es liegt das normale Bariumspektrum vor.

Mit geringer Intensität wiederholte sich das Bariumspektrum noch mehrmals, nämlich z. T. miteinander überlagert, um 16 bzw. 17 Masseneinheiten höher für BaO bzw. BaOH (s. Fig. 1), ferner etwas stärker um 79 und 81 Masseneinheiten höher für die beiden Gruppen der BaBr-Moleküle. Die Deutung der BaO + BaOH-Gruppe wurde folgendermaßen als richtig erwiesen. Nach einer Methode, die inzwischen beim Hafnium erprobt worden ist[9]), wurden die Intensitätsverhältnisse der Linien $A = 150$ bis 155 gemessen. Zieht man von 151 bis 155 die bekannte Häufigkeitsverteilung der Ba-Isotope (in diesen Verhältnissen müssen die Linien ja stehen, wenn sie BaOH sein sollen) so ab, daß die Intensität für 155, die reines $^{138}BaOH$ sein soll, gleich Null wird, dann müssen die Linien 150 bis 154 im Verhältnis der Ba-Isotope stehen. Das war auch quantitativ der Fall. Es ergab sich dabei für das Verhältnis BaOH/BaO etwa der Wert 2, was es wahrscheinlich macht, daß die BaOH-Ionen im Funken primär entstanden und zu einem Drittel im BaO + H dissoziiert waren. Wieder waren weder bei dieser Gruppe noch bei den Br-Verbindungen die Linien für die Verbindungen von ^{132}Ba irgendwie ausgezeichnet.

Am interessantesten ist aber ein Vergleich der *Strontiumlinien* auf den beiden Aufnahmen der Fig. 1. Während die in unserem Präparat von gewöhnlichem $BaBr_2$ enthaltene Strontiumverunreinigung die normale Isotopenverteilung zeigt, ist beim Strontium aus dem Pollucit, das diesmal vom Barium nicht abgetrennt worden war, die Linie für ^{87}Sr besonders ausgezeichnet (gewöhnliches Strontium enthält nur etwa 7 % ^{87}Sr). Intensitätsmessungen bei den einfach wie bei den doppelt geladenen Ionen ergaben übereinstimmend, daß etwa 80 % des gesamten Strontiums aus dem Rubidiumgehalt des Pollucits durch β-Zerfall entstanden waren. Daraus und aus dem Verhältnis von Rubidium zu Strontium läßt sich das geologische Alter berechnen, was demnächst im Zusammenhange mit anderen Mineralen geschehen soll. Wenn es aber möglich war, das aus der geringen Rubidiummenge (nach QUENSEL[10]) 1,60 % Rb_2O) gebildete Strontium nachzuweisen, dann hätte sich wohl erst recht das Folgeprodukt des im Ausgangsmaterial viel häufigeren Cäsiums finden lassen müssen. Die Deutung der von WAHL beobachteten Linie 132 als ^{132}Ba ist demnach nicht haltbar.

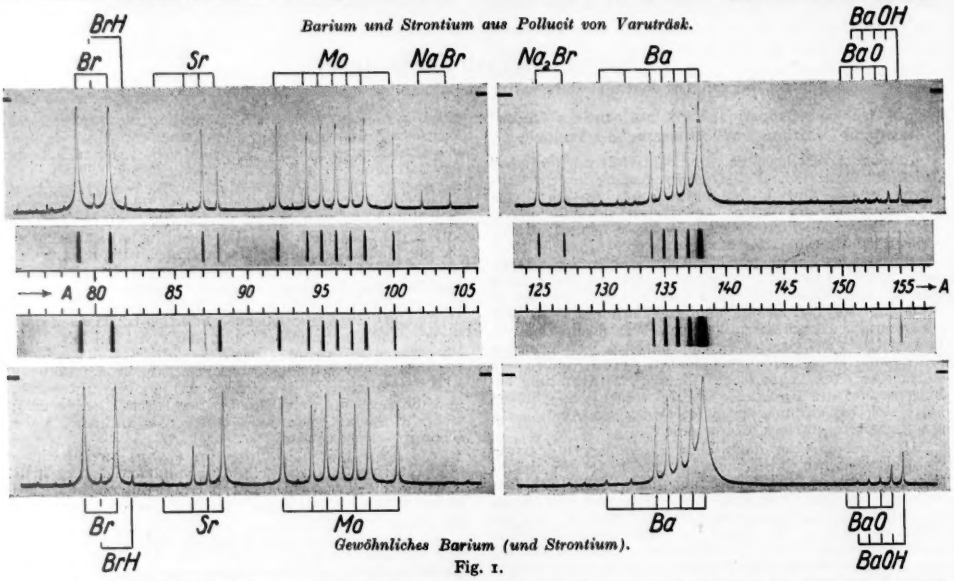

Fig. 1.

Eine ausführliche Mitteilung der Versuche sowie eine eingehende Diskussion der dabei aufgetretenen ungewöhnlichen Linien erscheint in der Z. Physik.

Fräulein H. SCHELD danken wir bestens für ihre Hilfe bei den massenspektrographischen Aufnahmen.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie, den 13. Juli 1942.

O. HAHN und F. STRASSMANN. J. MATTAUCH u. H. EWALD.

[8]) Siehe H. LICHTBLAU, Sitzgsber. Akad. Wiss. Wien-Math.-naturwiss. Kl. IIa, 147, 101 (1938) — sowie J. MATTAUCH u. H. LICHTBLAU, Physik. Z. 40, 16 (1939), Gleichung (1).

[9]) J. MATTAUCH und H. EWALD, Naturw. im Druck.

[10]) P. QUENSEL, l. c.

Die Berechnung von Dimensionen kolloider Teilchen aus den unter kleinsten Winkeln abgebeugten Röntgenstrahlen.

Es ist seit langem bekannt, daß beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch eine kolloide Substanz ein diffuser Interferenzeffekt bei kleinsten Winkeln auftritt[1]). Ein an dieser Stelle mitgeteilter erster Versuch einer quantitativen Deutung[2]) wurde von HOSEMANN[3]) abgelehnt[4]) und durch einen anderen ersetzt. Seither haben wir das Gebiet experi-

mentell eingehend bearbeitet[5]), und es konnten auch in gedanklicher Hinsicht wesentliche Fortschritte erzielt werden. Über diese soll kurz berichtet werden.

Zunächst ist klar geworden, daß es zweckmäßig ist, beim Aufbau einer Theorie von zwei Grenzfällen auszugehen: 1. den dicht gepackten Systemen, in welchen die Zwischenräume der kolloiden Teilchen klein sind, im Vergleich mit diesen, 2. den verdünnten Systemen, wo umgekehrte Größenverhältnisse vorliegen. Die Betrachtungsweise des Verf. bezieht sich auf Systeme von erstem Typus und wurde auch auf diese angewendet. Die HOSEMANNsche Theorie kann aber nur zu richtigen Ergebnissen führen, wenn die Voraussetzung einer genügenden Verdünnung des Systems erfüllt ist (zweiter Typus). HOSEMANN geht nämlich in Fortführung eines Gedankenganges GUINIERS[6]) von der Annahme aus, daß sich die von den Einzelteilchen nach Art der FRAUNHOFERschen Beugung abgelenkten Energien einfach addieren. Dies setzt aber das Fehlen jeder Phasenbeziehung voraus, was sicher nicht für die von HOSEMANN ausschließlich betrachteten dicht gepackten Systeme zutrifft, denn die Differenzen der Lichtwege zwischen benachbarten Teilchen sind hier von der gleichen Größenordnung wie die Wege innerhalb eines Teilchens. Die großen Diskrepanzen, die sich bei HOSEMANN z. B. gegenüber der Linienbreitenmessung ergeben, erscheinen dann nicht verwunderlich. Interessante Anwendungen seiner Theorie sind hingegen auf dem Gebiete der kolloiden Lösungen möglich, worüber auch bereits Experimente vorliegen[5]).

Zu einer Begründung des für dicht gepackte Systeme gegebenen Ansatzes führt der folgende Gedankengang: Betrachten wir einen Zellulosefaden, in welchem blättchenförmige Mizellen zufolge der „Ordnung in kleinsten Bereichen“[7]) in jedem nicht zu großen Gebiet mit beiden Achsen annähernd parallel gelagert sind. Zufolge des Reziprozitätsgesetzes der Optik dürfen wir unsere Überlegungen über das Zustandekommen der Kleinwinkelstreuung an einem Ersatzkörper vornehmen, der sich vom wirklichen Objekt dadurch unterscheidet, daß die in der Längsrichtung der Fasern verlaufenden zwischenmizellaren Spalten mit Materie erfüllt sind, während der von den Mizellen vorher eingenommene Raum nunmehr leer ist. Wir erhalten dann ein Skelett, das, wenn wir die Breite und Länge als groß im Vergleich mit der Dicke ansehen, in erster Näherung eine Parallelschar von Ebenen mit variablem Abstand (= Mizelldicken) darstellt. Diese Parallelscharen sind geeignete Ersatzsysteme für die Behandlung des Problems in erster Näherung. Ihr Beugungseffekt ist leicht zu übersehen. Jeder Abstand d trägt gemäß

$$1 + \cos\left(\frac{2\pi \cdot 2d \sin\vartheta}{\lambda}\right) \qquad (1)$$

zur Gesamtamplitude bei. Der Ausdruck (1) hat Maxima für $2d \sin\vartheta = n\lambda$, d. h. bei Erfülltsein der BRAGGschen Beziehung. Ein Paar von Ebenen reflektiert also bevorzugt dann, wenn der Einfallswinkel ϑ, der Abstand d und die Wellenlänge λ nach der BRAGGschen Beziehung zusammenhängen. Wir wollen uns nun damit begnügen, das Endergebnis unter der weiteren Vereinfachung abzuschätzen, daß wir überhaupt nur diese maximal beugenden Ebenenpaare in Betracht ziehen, und zwar nur die erste Ordnung. Die letztere Annahme dürfte ihre Berechtigung darin finden, daß wegen der Abweichungen der zwischenmizellaren Räume von der ebenen Form ein sehr rascher Abfall der höheren Ordnungen eintreten wird. Wir können dann umgekehrt aus der Intensität bei einem Winkel ϑ auf die Häufigkeit des nach der BRAGGschen Beziehung (mit $n = 1$) zugeordneten Netzebenenabstandes zurückschließen. Dabei müssen wir berücksichtigen, daß sich die Streuung gegen kleine Glanzwinkel zu immer mehr anhäuft, weil beim Fortschreiten gegen kleinere Winkel um gleiche Beträge die zugeordneten Dickenintervalle mit $\frac{1}{\vartheta^2}$ zunehmen. Es ergibt sich dies, wie seinerzeit schon gezeigt wurde[2]), durch Differentiation der bei kleinen Winkeln an Stelle der BRAGGschen Beziehung anwendbaren Gleichung $\lambda = 2d \cdot \vartheta$. Man erhält:

$$\frac{dd}{d\vartheta} = -\frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{\vartheta^2}.$$

Es sind also die gemessenen Intensitäten mit ϑ^2 bzw. $\frac{1}{d^2}$ durchzumultiplizieren, wenn man zu den Häufigkeiten gelangen will.

Der seinerzeit gegebene Ansatz für die Auswertung von Kleinwinkeldiagrammen hat mithin eine tiefergehende Begründung erfahren, und es ist auch ersichtlich, in welcher Richtung ein weiterer Ausbau zu erfolgen hat. Daß trotz der angegebenen Idealisierungen und Vernachlässigungen eine gute Übereinstimmung der so bestimmten häufigsten Mizelldicke mit der nach der Linienbreitenmethode berechneten mittleren Dicke besteht, ist seinerzeit[2]) schon mitgeteilt worden.

Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, den 17. Juli 1942.

O. KRATKY.

---

[1]) H. MARK, Physik und Chemie der Zellulose, S. 139. Berlin: Springer 1932. — E. WARREN, J. chem. Phys. **2**, 551 (1934) — Physic. Rev. **49**, 885 (1936).

[2]) O. KRATKY, Naturwiss. **26**, 94 (1938).

[3]) R. HOSEMANN, Z. Physik **113**, 751 (1939); **114**, 133 (1939) — Z. Elektrochem. **46**, 535 (1940).

[4]) Vgl. als Entgegnung die Diskussionsbemerkung von O. KRATKY u. R. BRILL zu einem Vortrag von HOSEMANN: Z. Elektrochem. **46**, 550 (1940).

[5]) Versuche mit A. SEKORA u. R. TREER, über die an anderer Stelle berichtet wird.

[6]) A. GUINIER, C. r. Acad. Sci. Paris **204**, 1115 (1937).

[7]) O. KRATKY, Kolloid-Z. **68**, 347 (1934). — P. H. HERMANS, Kolloid-Z. **83**, 71 (1939).

Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz.

In einer kompressiblen Flüssigkeit, deren Partikel bei der Bewegung polytrope Zustandsänderungen durchlaufen, kann das spezifische Volumen σ als eine Funktion des Druckes p und des Parameters „polytrope Temperatur“ $\Theta_s = T \cdot (\varrho_0/\varrho)^{1/s}$ (s = Polytropenklasse $= \frac{c_v - \beta}{c_p - c_v}$, $\beta = dQ/dT$ = konstante spezifische Wärme der polytropen Zustandsänderung, $\varrho = 1/\sigma$ = Dichte, $\varrho_0 = 1$[gr/cm^3]) dargestellt werden[1]):

$$\sigma = \frac{1}{\varrho} = \psi(p, \Theta_s). \qquad (1)$$

Im allgemeinen Fall ist Θ_s partikelweise verschieden, bleibt aber für dasselbe Teilchen zeitlich konstant:

$$\frac{d\Theta_s}{dt} = \frac{\partial \Theta_s}{\partial t} + (\mathfrak{v}\,\mathrm{grad})\,\Theta_s = \frac{\partial \Theta_s}{\partial t} + v_k \frac{\partial \Theta_s}{\partial x_k} = 0, \qquad (2)$$

in welcher Schreibweise von der üblichen Summationskonvention Gebrauch gemacht wurde, wonach über jeden Summationsindex, der in einem Term doppelt auftritt, ohne Anschreibung des Summenzeichens von 1—3 zu summieren ist. Die hydrodynamischen Wirbelgleichungen[2]) lauten, bezogen auf ein rotierendes kartesisches Rechtssystem (x_i, $i = 1, 2, 3$), dessen Rotation durch den konstanten Drehvektor $\vec{f}$ beschrieben wird:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\xi_i}{\varrho}\right) - \left(\frac{\xi_k}{\varrho}\right)\frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{rot}\left(\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p\right) \qquad (3)$$

mit dem absoluten (d. h. auf ein Inertialsystem bezogenen) Wirbelvektor

$$\vec{\xi} = \mathrm{rot}\,\vec{v} + 2\vec{f}, \qquad (4)$$

worin $\vec{v} \equiv v_i$ ($i = 1, 2, 3$) die Strömungsgeschwindigkeit relativ zum rotierenden x_i-System bedeutet.

Wegen (1) ist

$$\mathrm{rot}\left(\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p\right) = \frac{\partial \psi}{\partial \Theta_s}\,[\mathrm{grad}\,\Theta_s,\ \mathrm{grad}\,p]$$

oder in Komponentenschreibweise:

$$\mathrm{rot}_i\left(\frac{1}{\varrho}\,\mathrm{grad}\,p\right) = \frac{\partial \psi}{\partial \Theta_s}\,\varepsilon_{ijk}\,\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_j}\,\frac{\partial p}{\partial x_k},$$

worin ε_{ijk} den folgenden Tensor 3. Ranges bedeutet:

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1, \text{ bei zyklischer Folge der Indizes,} \\ -1, \text{ bei nichtzyklischer Folge der Indizes,} \\ 0, \text{ bei Übereinstimmung zweier Indizes.} \end{cases}$$

Die Wirbelgleichungen (3) lauten jetzt ($\vec{\xi} \equiv \xi_i$, $i = 1, 2, 3$):

$$\frac{d}{dt}(\sigma\xi_i) - (\sigma\xi_k)\frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\sigma\frac{\partial \psi}{\partial \Theta_s}\varepsilon_{ijk}\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_j}\frac{\partial p}{\partial x_k}. \quad (5)$$

Durch Multiplikation mit $\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_r}$ und Verjüngen ($r = i$) folgt wegen

$$\varepsilon_{ijk}\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_j}\frac{\partial p}{\partial x_k} = 0$$

aus (5):

$$\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\frac{d}{dt}(\sigma\xi_i) - (\sigma\xi_k)\frac{\partial v_i}{\partial x_k}\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

oder in anderer Schreibweise

$$\frac{d}{dt}\left(\sigma\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\xi_i\right) - (\sigma\xi_i)\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\right) - (\sigma\xi_k)\frac{\partial v_i}{\partial x_k}\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i} = 0. \quad (7)$$

Nun ist nach (2)

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{d\Theta_s}{dt}\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\right) + \frac{\partial \Theta_s}{\partial x_k}\frac{\partial v_k}{\partial x_i} = 0, \quad (8)$$

also

$$\xi_i\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\right) = -\xi_i\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_k}\frac{\partial v_k}{\partial x_i} = -\xi_k\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\frac{\partial v_i}{\partial x_k}, \quad (9)$$

und die Substitution von (9) in (7) führt auf den folgenden Erhaltungssatz:

$$\boxed{\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial \Theta_s}{\partial x_i}\right) = \frac{d}{dt}\{\sigma(\mathrm{rot}\,\mathfrak{v} + 2\mathfrak{f})_n \,\mathrm{grad}_n\,\Theta_s\} = 0,} \quad (10)$$

worin n die in Richtung zunehmender Θ_s-Werte positiv gezählte Normale der Flächen gleicher polytroper Temperatur $\Theta_s = \mathrm{const}$ bedeutet. Die Formel (10) ist der analytische Ausdruck des folgenden Erhaltungssatzes[3]):

Bei polytropen Flüssigkeitsbewegungen bleibt das mit dem spezifischen Volumen multiplizierte skalare Produkt des absoluten Wirbelvektors in den Gradienten der polytropen Temperatur individuell konstant.

Vorausgesetzt war dabei in (3) ein Potential der äußeren Kräfte.

Für $s = c_v/(c_p - c_v)$, also adiabatische Bewegung, wird Θ_s eine Funktion der potentiellen Temperatur

$$\vartheta = T\left(\frac{P}{p}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \quad (11)$$

(P = Normaldruck, z. B. 1000 mb, $\varkappa = c_p/c_v$), die individuell konstant bleibt:

$$\frac{d\vartheta}{dt} = 0.$$

Der Erhaltungssatz liefert dann

$$\frac{d}{dt}\{\sigma(\mathrm{rot}\,\mathfrak{v} + 2\mathfrak{f})_n \,\mathrm{grad}_n\,\vartheta\} = 0, \quad (12)$$

welche Beziehung z. B. in der Meteorologie für die isentrope Analyse (C. G. Rossby) Bedeutung erhält.

Wien, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, den 18. Juli 1942. Hans Ertel.

[1]) R. Emden, Thermodynamik der Himmelskörper. Enzykl. Math. Wiss., VI, 2, 24, S. 389. Berlin-Leipzig 1926.

[2]) W. Voigt, Kompendium der theoretischen Physik 1, 270. — Leipzig 1895.

[3]) Der hier bewiesene Erhaltungssatz kann als Spezialfall eines allgemeineren, neuen hydrodynamischen Wirbelsatzes aufgefaßt werden, wie ich an anderer Stelle gezeigt habe (Meteorol. Z. 1942).

Oberflächenenergie und Sublimationswärme fester Stoffe.

Die potentielle Energie der Oberflächenbildung σ_0 an unpolaren festen Stoffen mit einatomarem Dampf läßt sich bei bekanntem Gittertyp für die verschiedenen Flächenarten auf Grund der Arbeiten von Kossel, Stranski, Volmer und deren Mitarbeitern Kaischew, Krastanow u. a. aus der Sublimationswärme beim absoluten Nullpunkt λ_0 (+ der Nullpunktenergie des festen Stoffes) ableiten. Die so erhaltenen Zahlen gelten zunächst für den abs. Nullpunkt, können aber wegen der geringen Temperaturänderung von σ bei festen Stoffen auch bei höheren Temperaturen noch als gute Näherungen gelten, wenn man auf 1 qcm bei diesen höheren Temperaturen bezieht[1]). Die genauere Errechnung von σ_T läßt sich in folgender Weise durchführen:

Nach dem dritten Hauptsatz ist:

$$\sigma_T = \sigma_0 + \int_0^T \gamma\,dT - T\int_0^T \frac{\gamma}{T}\,dT. \quad (1)$$

Hierin ist γ die Differenz der spez. Wärme einer einatomaren Oberflächenschicht von 1 qcm Größe gegen die spez. Wärme der gleichen Atomzahl im Inneren.

Prinzipiell ist zu Gl. (1) folgendes zu sagen: Wenn man von tiefen Temperaturen aus in das Gebiet des Gesetzes von Dulong und Petit kommt, so muß der Wert von γ auf 0 gehen, weil in diesem Gebiet die spez. Wärme von der Schwingungsfrequenz (Bindungsfestigkeit) unabhängig ist. Im Dulong-Petitschen Gebiet (für Inneres *und* Oberfläche des Kristalles) haben also die Integrale von Gl. (1) konstante Werte, und man kann an Stelle von Gl. (1) schreiben:

$$\sigma_T = \sigma_0 + A - BT, \quad (2)$$

worin A und B Konstanten. Wir haben also im Dulong-Petitschen Gebiet eine konstante Oberflächenentropie B und weiter eine konstante gesamte Oberflächenenergie $\mu_{\sigma T}$, welche um A größer ist als σ_0 ($\mu_{\sigma T} = \sigma_0 + A$). Denn A hat einen positiven Wert, weil der Abfall der spezifischen Wärme der lockerer gebundenen Oberflächenatome erst bei tieferen Temperaturen beginnt als bei den fester gebundenen Innenatomen, und weil infolgedessen der Wärmeinhalt der Oberfläche nach Erreichen des Dulong-Petitschen Gebietes etwas größer sein muß als der Wärmeinhalt einer gleichen Atomzahl im Inneren.

Um die Werte von A und B zu erfassen, kann man sich den Kristall zunächst als ein System von unabhängig voneinander harmonisch schwingenden Planckschen Oszillatoren mit dem Energieinhalt

$$E = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

vorstellen.

γ ist dann gleich der Summe der Differenzen von $\frac{dE_i}{dT}$ gegen $\frac{dE_a}{dT}$ für 3 aufeinander senkrecht stehende Raumrichtungen, wenn E_i den Energieinhalt der inneren und E_a den Energieinhalt der Oberflächenatome bezeichnet. Die Durchführung der Rechnung liefert:

$$\sigma_T = \sigma_0 + n\sum\left(\tfrac{1}{2}h\nu_i - \tfrac{1}{2}h\nu_a\right) - Tnk\sum\ln\sqrt{\frac{\nu_i}{\nu_a}}, \quad (3)$$

worin n die Anzahl der Atome in der betreffenden Oberfläche ist, während die Indizes i und a an den Frequenzzeichen ν die gleiche Bedeutung haben, wie oben zu E. Die Σ-Zeichen sollen andeuten, daß ν_a richtungsabhängig ist.

Zur Auswertung von (3) für bestimmte Kristallflächen setzen wir ν_i in allen Richtungen = der charakteristischen Frequenz im Inneren des Kristalles. Das Verhältnis von ν_a/ν_i ergibt sich für die einzelnen Flächenarten und Richtungen aus sterischen Berechnungen der Beeinflussung der Federkonstante b des einzelnen Atomes durch den Wegfall der betreffenden nächsten Nachbarn bei Überführung eines Atomes aus dem Inneren in die betreffende Oberfläche, wobei $b = (2\pi\nu)^2 m$

(m = Masse des Atomes).

Man erhält hierbei das Resultat, daß senkrecht zu den meisten Oberflächen gilt[2])

$$\nu_{a\perp} = \nu_i\sqrt{\tfrac{1}{4}}; \quad (4)$$

während in den beiden Schwingungsrichtungen parallel zur Oberfläche je nach Oberflächenart verschiedene und oft auch noch mit der Richtung wechselnde ν_a/ν_i-Werte auftreten.

Für das kubisch-flächenzentrierte Gitter ergibt sich so

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{T(001)} = \sigma_{0(001)} &+ n(\tfrac{1}{4}h\nu_i)\left(3 - \sqrt{\tfrac{1}{4}} - 2\sqrt{\tfrac{1}{4}}\right)\\ &- Tnk\left(\ln\sqrt{2} + 2\ln\sqrt{\tfrac{1}{4}}\right)\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

$$\left.\begin{aligned}\sigma_{T(111)} = \sigma_{0(111)} &+ n\left(\tfrac{1}{2}h\nu_i\right)\left(3 - \sqrt{\tfrac{1}{2}} - \sqrt{\tfrac{5}{6}} - \sqrt{\tfrac{7{,}94}{9{,}89}}\right)\\ &- Tnk\left(\ln\sqrt{2} + \ln\sqrt{\tfrac{6}{5}} + \ln\sqrt{\tfrac{9{,}89}{7{,}94}}\right).\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Tabelle 1 bringt einige so berechnete Zahlen. Die Werte von σ_0 beziehen sich auf eine Oberfläche mit der Atomzahl von 1 qcm bei 298° abs. und sind einer früheren Arbeit entnommen[1]).

Tabelle 1.

Metall	$\sigma_0(100)$	$\mu_{\sigma 298^0}(100)$	$\sigma_{298^0}(100)$	$\sigma_0(111)$	$\mu_{\sigma 298^0}(111)$	$\sigma_{298^0}(111)$
	in erg/qcm					
Al	1923	1941	1909	1674	1692	1648
Ni	3696	3720	3678	3222	3246	3188
Cu	2913	2932	2892	2535	2554	2499
Ag	1934	1944	1920	1683	1693	1650
Pt	3770	3781	3747	3283	3294	3248
Au	2539	2547	2516	2210	2218	2175
Pb	889	892	871	771	774	745

Die aus Tabelle 1 hervorgehenden Werte von $T \cdot \Delta S$ sind etwas größer als die kürzlich von HAUL unter Zuhilfenahme der Oberflächenentropie der betreffenden Flüssigkeiten abgeschätzten[2]. Die $\mu_{\sigma T}$- und σ-Werte liegen über denen von HAUL, weil dieser, was nach obigem nur Näherungswerte liefert, λ_{iT}[4]) unmittelbar zur Berechnung von $\mu_{\sigma T}$ so verwandte, wie wir λ_0 (+ Nullpunktenergie) zur Berechnung von σ_0.

Schließlich sei noch erwähnt, daß man ganz entsprechend wie σ_T und $\mu_{\sigma T}$ auch den Energieinhalt „aktiver Stellen"[1]) für höhere Temperaturen berechnen kann.

Die ausführliche Veröffentlichung, in der die genauere Ableitung der Gleichungen, sowie die Fehlerdiskussion, weiter Berechnungen der Oberflächenenergie von Flächen auch anderer Kristallgittertypen und des Energieinhaltes von aktiven Oberflächenstellen, sowie eingehendere Literatur gebracht werden, erscheint demnächst in der Z. physik. Chem. Abt. B.

An den Überlegungen zu obiger Mitteilung ist Herr C. WAGNER, Darmstadt, maßgebend beteiligt. Für sein großes Interesse an dem Problem möchte ich ihm auch an dieser Stelle herzlichst danken.

Stuttgart, Laboratorium für Anorganische Chemie und Anorganisch-Chemische Technologie der Technischen Hochschule, den 14. Juli 1942. R. FRICKE.

[1]) R. FRICKE, Naturwiss. **29**, 365 (1941) — Kolloid-Z. **96**, 211 (1941).

[2]) Vgl. auch W. H. RODEBUSH, J. chem. Phys. **9**, 284 (1941).

[3]) R. HAUL, Naturwiss. **29**, 706 (1941).

[4]) λ_{iT} = atomare innere Sublimationswärme bei der Temp. T.

Besprechungen.

KOSCHMIEDER, H., **Dynamische Meteorologie.** 2. Aufl. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler 1941. XII, 384 S., 137 Abb. und 1 Tafel Preis brosch. RM 24.—, geb. RM. 26.—.

Gegenüber der 1933 erschienenen ersten Auflage (vgl. Naturwiss. **1933**, 497) ist die *Anlage* des Buches unverändert geblieben. Der erste Teil, *Statik*, behandelt Zustandsgrößen und Gasgleichungen, die eigentliche Statik der Atmosphäre und quasistatische Bewegungen einzelner Luftquanten und ganzer Luftsäulen unter weitgehender Berücksichtigung der Thermodynamik. Die Verbesserungen der zweiten Auflage bestehen hier vor allem in einer ausführlicheren Berücksichtigung der Feuchtigkeit und der damit zusammenhängenden Begriffe (äquivalente Temperatur, Feuchttemperatur, feuchtpotentielle Temperatur, Adiabatentafeln). Im zweiten Teil, *Kinematik*, gelangen die allgemeinen Eigenschaften des Stromfeldes und der kinematische Aufbau ebener Stromfelder zur Darstellung, wobei gegenüber der ersten Auflage die Ausführungen über kinematische Grenzbedingungen eine Erweiterung erfahren haben. Der letzte Teil des Werkes, *Dynamik*, behandelt spezielle atmosphärische Bewegungsformen ohne und mit Reibung, ferner die linearen Schwingungen der Atmosphäre sowie die allgemeine Dynamik (Energiegleichungen, Zirkulationssätze). Hier findet in der neuen Auflage auch bereits G. LYRAS „Moazagotl-Gleichung" Berücksichtigung als einfaches Beispiel linearisierter Störungsgleichungen.

Das der ersten Auflage beigegebene thermodynamische Diagramm von STÜVE ist durch ein REFSDAL-Emagramm ersetzt worden; ferner sind die Zahlentafeln (Konstanten, Zustandsgrößen, Normalatmosphären, Schichtdicke-Tabellen) nunmehr in Form eines herausnehmbaren Anhangs beigegeben. Druckfehler der ersten Auflage sowie ein dort bei der Ableitung der ablenkenden Kraft der Erdrotation aufgetretener Fehler wurden berichtigt. Bei einer Neubearbeitung wäre es wünschenswert, den Begriff des „dynamischen Meters" schärfer zu präzisieren, etwa durch die Gleichung: 1 dyn. Meter (Potentialeinheit) = 10 $m^2 sec^{-2}$, denn die vom Autor zu diesem Zweck angegebene Gleichung (S. 42) definiert nicht das dynamische Meter als Maßeinheit, sondern die „dynamische Höhe", also den in dynamischen Metern ausgedrückten Potentialwert. Jedoch kann man der Andeutung des Autors über die Entbehrlichkeit des dynamischen Meters in der praktischen Meteorologie (S. 43) wohl zustimmen.

Nach dem Vorwort zur zweiten Auflage sind „Wege und Ziele dieses Buches dieselben geblieben wie in der ersten Auflage", wonach es „Studenten und jungen Meteorologen ein Hilfsmittel bei der Arbeit' sein soll". Es erfüllt diesen Zweck auch durchaus, sofern es sich um die *Grundlagen der dynamischen Meteorologie* handelt, auf die sich das Buch allein beschränkt und in die es unter weitgehender Berücksichtigung der physikalischen Unterlagen in didaktisch geschickter Weise einführt. H. ERTEL.

STRUNZ, HUGO, **Mineralogische Tabellen.** (Hrsg. im Auftrage der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft). Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler 1941. IX, 287 Seiten. 73 Abbild. Preis brosch. RM 19.80, geb. RM 21.—.

Für die Entwicklung einer Wissenschaft ist es kennzeichnend und erforderlich, daß von Zeit zu Zeit eine zusammenfassende Rückschau über das Erreichte gegeben wird. Ganz besonders bestand jetzt für die Mineralogie die Notwendigkeit, eine sinnvoll geordnete Übersicht über die zur Zeit bekannten Mineralien zu geben, nachdem in den letzten Jahrzehnten die Anwendung der Röntgenmethoden als neuartiges Untersuchungsverfahren in vieler Hinsicht neue Erkenntnisse gebracht hat. Es sei nur erinnert an die Kristallstrukturuntersuchungen von Silikaten und die dadurch endlich möglich gewordenen sinnvollen Klassifikationsprinzipien dieser komplizierten — oder besser früher so kompliziert erscheinenden — Stoffgruppe. Auch noch in anderer Richtung wirkten die Röntgenmethoden segensreich. Scheinbar verschiedene Minerale, die mit verschiedenen Mineralnamen belegt waren, erwiesen sich röntgenographisch als gleich oder derart ähnlich, daß eine eigene Benennung nicht mehr als notwendig erachtet zu werden brauchte, folglich mancher „Name" gestrichen werden konnte. Ferner ergaben sich aus Strukturuntersuchungen neuartige Gesichtspunkte enger Zusammengehörigkeit von Mineralarten, die vorher mehr oder weniger isoliert standen.

Es wird daher allgemein begrüßt werden, daß die Deutsche Mineralogische Gesellschaft eine tabellarische

Zusammenstellung der heute bekannten Minerale nach modernen Gesichtspunkten in Auftrag gab. Es war ein sicherlich nicht leichter Auftrag, zumal manche Entscheidung über die Berechtigung oder Nichtberechtigung von Mineralnamen zu fällen war; eine Entscheidung, die nicht starr gefällt werden konnte, sondern durch Abwägen der Ansprüche, welche von Tradition und Häufigkeit der Vorkommen erhoben wurden, gelöst werden mußte. Eine weitere Schwierigkeit bot sicherlich auch der Wunsch, eine einheitliche Schreibweise der chemischen Formeln durchzuführen. Hier wurde vom Verf. angestrebt, wesentliche Merkmale des strukturellen Aufbaues zum Ausdruck zu bringen.

Bei der Schwierigkeit einer solchen Aufgabe ist es niemals möglich, die Wünsche aller Leser und Benutzer eines Tabellenwerkes voll zu befriedigen. Gibt es doch meist bei Klassifikationen mehrere Möglichkeiten der Darstellung und Ordnung eines Stoffes, die mehr oder weniger gleichberechtigt sind. Was der eine als Vorteil empfindet, wird ein anderer als Nachteil empfinden und umgekehrt. In einem Punkte werden aber alle einig sein: Es ist ein großer Vorteil, daß dieses Buch geschrieben worden ist.

Am meisten werden wohl die Meinungen auseinandergehen über die Auswahl der Eigenschaften, die in die Tabellen aufgenommen wurden. Diese Auswahl ist vom Verf. seinen Einteilungsprinzipien entsprechend gewählt und knapp gehalten. Im allgemeinen sind nur geometrisch-kristallographische Angaben gemacht, und zwar jeweils so weit bekannt: Kristallsystem, Kristallklasse (GROTHsche Bezeichnung), Raumgruppe (SCHOENFLIES- und HERMANN-MAUGUIN-Symbole), Gitterkonstanten, Achsenverhältnis und Zahl der gewählten Formeleinheiten pro Elementarzelle. Speziellere Einzelangaben (z. B. Färbung, Ausbildung usw.) werden nur gelegentlich in solchen Fällen gegeben, in denen verschieden benannte Varietäten der gleichen Mineralart voneinander unterschieden werden sollen.

Die Klassifikation erfolgt im einzelnen derart, daß die Minerale zunächst rein chemisch — in Anlehnung (bei einzelnen Abänderungen) an die zuletzt 1921 erschienenen „Mineralogischen Tabellen" von GROTH und MIELEITNER — in Klassen und Unterklassen geteilt wurden. Bei dieser Unterteilung wurde darauf gesehen, daß nach Möglichkeit kristallstrukturell ähnlich gebaute Minerale nahe beieinander zu stehen kamen. Eine Zusammenfassung zu engeren Mineralgruppen (z. B. Kalkspat-Dolomit-Gruppe) faßt oft Minerale gleicher oder sehr ähnlicher Struktur zusammen, oft aber auch nicht, worin der Ref. eine gewisse Inkonsequenz sieht. Wenn z. B. Berlinit $Al(PO)_4$ und Beryllonit $NaBe(PO)_4$ zu einer „Berlinit-Beryllonitgruppe" zusammengefaßt werden, so könnte man bei der Gesamtanlage des Buches versucht sein, bei dieser Gruppe enge kristallstrukturelle Beziehungen zu vermuten. Das ist aber nur bedingt der Fall. Jedenfalls sind die Beziehungen nicht enger als etwa zwischen Quarz, Nephelin, Leuzit und Feldspat, die jeweils in verschiedenen „Gruppen" ihren Platz finden; oder zwischen Hydrargillit $Al(OH)_3$ und Bruzit $Mg(OH)_2$, die ebenfalls in verschiedenen Gruppen aufgeführt werden.

Für eine Neuauflage möchte der Ref. einen Wunsch vorbringen — wobei er sich allerdings der Schwierigkeit und Willkür bei der Durchführung bewußt ist: Es würde von den Benutzern sicherlich begrüßt werden, wenn in irgendeiner Weise der Grad der Häufigkeit bzw. Seltenheit aus der Darstellung hervorgehen würde. Z. B. ist für den der Mineralogie ferner Stehenden nicht ersichtlich, ob der (erst 1938 an einem einzigen Fundort aufgefundene) Yeatmanit häufiger ist als etwa Epidot oder Korund oder nicht. Vielleicht ließe sich in diesem Zusammenhang auch bei jedem Namen — soweit noch ermittelbar — Jahreszahl seiner Entdeckung und Name des Entdeckers anführen. Auch wäre es gut, wenn bereits bei der Einzelaufführung der Minerale angegeben wäre, ob die betreffende Kristallstruktur bekannt ist oder nicht, so daß man das nicht erst im Umweg über das Register festzustellen braucht, in welchem dann auf die — übrigens ausgezeichneten — Abbildungen im einleitenden Teil verwiesen ist. Da jeweils Raumgruppe und Gitterkonstanten angegeben werden, so wäre es zweckmäßig, falls die Struktur bekannt ist, deren Benennung nach dem EWALD-HERMANNschen Strukturbericht mit anzugeben. Diese Benennungen sind leider nicht in dem bereits genannten ausgezeichneten Einführungsteil erwähnt.

Im einzelnen gliedert sich das Buch in folgender Weise: I (56 Seiten). Einführung in die Ergebnisse der Kristallchemie (vorwiegend Beschreibung wichtiger Strukturtypen). II (165 Seiten). Systematik der Mineralien; 1. Elemente, Legierungen, Carbide, Nitride, Phosphide; 2. Sulfide, Selenide, Telluride, Arsenide, Antimonide, Bismutide; 3. Halogenide; 4. Oxyde, Hydroxyde; 5. Nitrate, Carbonate, Borate; 6. Sulfate, Tellurate, Chromate, Molybdate, Wolframate; 7. Phosphate, Arsenate, Vanadate; 8. Silikate; 9. Organische Verbindungen. — III (60 Seiten) Register von etwa 2000 Mineralnamen und etwa 3000 auszuscheidende Bezeichnungen.

Die Tabellen bedeuten eine äußerst wertvolle Ergänzung des mineralogischen Schrifttums. Sie werden sowohl dem Fachmineralogen wie auch allen Naturwissenschaftlern, die mit der Mineralogie als Nachbar- oder Hilfswissenschaft in Berührung kommen, wichtige Dienste leisten und zu neuen kristallchemischen Experimentaluntersuchungen anregen. Nochmals sei auf die vielen erstklassigen Abbildungen der wichtigsten Kristallstrukturtypen hingewiesen, die dem Ref. als die wohl besten bislang im Schriftum veröffentlichten erscheinen. F. LAVES.

FRANK, MANFRED, **Der Gesteinsaufbau Württembergs.** Eine Einführung in praktisch-geologische Fragen, insbesondere für Bau- und Bergingenieur, Chemiker und Forstmann. Stuttgart: E. Schweizerbart 1942. VI u. 168 S., 31 Textabb. Preis geb. RM 8.—.

Das Buch liefert eine systematische, nach dem Alter geordnete Übersicht der in Württemberg vorkommenden Gesteine im Hinblick auf ihre praktische Verwertbarkeit. Auf die physikalischen und chemischen Eigenschaften — Zusammensetzung, Druckfestigkeit, Standfestigkeit, Körnung, Wasserführung usw. ist demnach der Nachdruck gelegt. Die mustergültige Zusammenstellung liefert aber auch dem wissenschaftlich arbeitenden Geologen manche wertvollen Unterlagen, zumal da die Mannigfaltigkeit der in Württemberg vorkommenden Gesteine den Verwendungsbereich des Buches auch über das engere Betrachtungsgebiet hinaus stark erweitert.

Die Einleitung, welche eine gedrängte Übersicht über die technischen Eigenschaften der Gesteine und die Art ihrer Feststellung bringt, wird in ihrer knappen, aber einprägsamen und exakten Darstellung vielen sehr willkommen sein. Die Hervorhebung der geologischen Voraussetzungen gegenüber der rein messenden Bodenmechanik ist zu begrüßen. Alles in allem ein vorzügliches Taschenbuch von sehr vielseitiger Verwertbarkeit. S. VON BUBNOFF, Greifswald.

Astronomische Mitteilungen.

Eine neue Theorie der Sonnenkorona.

Das Phänomen des leuchtenden Strahlenkranzes um die Sonnenscheibe — der Sonnenkorona — hat schon zu vielerlei theoretischen Deutungen Anlaß gegeben, die aber alle angesichts der Mannigfaltigkeit der durch eine Theorie zu erfassenden Erscheinungen nicht vollauf befriedigen. Die natürlichste und einfachste Annahme, von der man bei der Aufstellung einer Theorie auszugehen hat, dürfte wohl in der Auffassung der Korona als einer erweiterten Sonnenatmosphäre bestehen. Dabei taucht jedoch eine Schwierigkeit auf, die auf den ersten Blick unüberwindlich erscheint: nimmt man nämlich in Analogie zur Atmosphäre der Erde an, daß sich die Korona im Gleichgewicht allein unter dem Einfluß der Schwerkraft befindet, so ist zur Aufrechterhaltung ihrer gewaltigen Ausdehnung vom Vielfachen des Sonnenradius über den Rand der Sonne eine Temperatur von über einer Million Grad erforderlich, also ein Wert, der im Hinblick auf die in der Photosphäre herrschende Temperatur von rund 6000° zunächst als physikalisch nicht realisierbar erscheint. Wie jedoch ALFVÉN in einer interessanten Arbeit über die Sonnenkorona zeigt, sprechen nicht nur die Beobachtungstatsachen für eine derart hohe Temperatur, sondern sie läßt sich auch theoretisch verstehen. Die Besprechung dieser ALFVÉNschen Arbeit (H. ALFVÉN, On the Solar Corona, Ark. f. Mat., Astr., Fysik. **27** A, Nr 25) bildet den Hauptinhalt unserer Betrachtungen über die Sonnenkorona.

Unter der Fülle der Beobachtungserscheinungen, die im Rahmen einer Koronatheorie erklärt werden müssen, seien wegen ihrer Bedeutung hier vor allem die spektroskopischen Daten hervorgehoben. Wenn man eine Unterscheidung zwischen innerer und äußerer Korona macht (innere Korona bis in 6′—10′ Abstand vom Sonnenrand), so lassen sich die wichtigsten Züge des spektralen Befundes in folgenden Sätzen zusammenfassen: 1. Das Spektrum der inneren Korona besteht aus einem Kontinuum, das durchsetzt ist von Emissionslinien, unter denen die grüne Linie bei 5303 Å meist die intensivste ist. Das Kontinuum besitzt eine dem photosphärischen Licht weitgehend ähnliche Energieverteilung. 2. Im Spektrum der äußeren Korona treten die Fraunhofer-Linien des Sonnenspektrums auf.

Wie man sofort sieht, steht einer einheitlichen Deutung der Beobachtungserscheinungen als Hauptschwierigkeit die Tatsache entgegen, daß — abgesehen vom Auftreten der Emissionen — die Fraunhofer-Linien zwar in der äußeren Korona auftreten, in der inneren dagegen verschwinden. Nach einer von GROTRIAN vertretenen Auffassung haben wir daher in der Tat die Korona nicht als einheitlich aus demselben Material aufgebaut zu betrachten, sondern müssen ebenfalls eine Unterscheidung zwischen innerer und äußerer Korona machen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Polarisationsmessungen des Koronalichtes können wir annehmen, daß die innere Korona überwiegend aus sehr rasch bewegten freien Elektronen besteht, die das Sonnenlicht ohne Änderung der Energieverteilung streuen und wegen ihrer großen Geschwindigkeit eine vollkommene Verwischung der Fraunhofer-Linien bewirken. Welche Elektronengeschwindigkeiten, d. h. Temperaturen, erforderlich sind, um das Verschwinden der Fraunhofer-Linien und einige andere beobachtete Effekte herbeizuführen, werden wir weiter unten noch sehen. Die negative elektrische Ladung wird durch positive Ionen ausgeglichen, deren Streuwirkung hinter der der Elektronen zurücktritt. In der äußeren Korona nun verschwindet der Anteil der freien Elektronen gegenüber Partikeln kosmischen Staubes, deren Durchmesser größer als die Wellenlänge des Lichtes ist, und die durch Streuung des photosphärischen Lichtes die hier beobachteten Fraunhofer-Linien erzeugen.

Für die anfangs erwähnte und neuerdings wieder von ALFVÉN gemachte Annahme extrem hoher Temperaturen innerhalb der Sonnenkorona bzw. von Partikeln mit außerordentlich hoher Geschwindigkeit kann nun eine Anzahl von Beobachtungstatsachen als Beweis angesehen werden. Zunächst einmal müssen, wie schon hervorgehoben, die Elektronen in der inneren Korona sehr hohe Energien besitzen, wenn infolge der Dopplerverbreiterung die Fraunhofer-Linien praktisch verschwinden sollen. Darüber hinaus wurde von GROTRIAN die Entdeckung gemacht, daß in der Gegend der Linien H und K im Koronaspektrum eine gegenüber dem Photosphärenspektrum stark verbreiterte Depression der Intensität auftritt. Aus dem Unterschied in der Breite im Vergleich zum Photosphärenspektrum läßt sich die Geschwindigkeit der streuenden Elektronen ableiten. Sie wurde von GROTRIAN in zwei Untersuchungen zu $7{,}5 \cdot 10^8$ cm sek^{-1} bzw. $4 \cdot 10^8$ cm sek^{-1}, entsprechend Elektronenenergien von 160 eV bzw. 45 eV, bestimmt. Da die Dichte in der inneren Korona zur Aufrechterhaltung des thermischen Gleichgewichtes ausreicht, können aus diesen Werten mit Hilfe der bekannten Gleichung der kinetischen Gastheorie Temperaturen bestimmt werden. Sie ergeben sich zu 1,2 bzw. 0,35 Millionen Grad. Diesem Argument für die Existenz hoher Temperaturen in der Korona lassen sich noch folgende hinzufügen: Vor kurzem gelang es EDLÉN, einige der Emissionslinien im Koronaspektrum zu identifizieren. Und zwar werden sie emittiert bei verbotenen Übergängen hochionisierter Atome, insbesondere des Eisens, deren Ionisationspotentiale mehrere hundert Volt betragen, was Temperaturen von der Größenordnung der oben angeführten entspricht. Wie ferner LYOT festgestellt hat, wird die beobachtete Breite der Emissionslinien durch mittlere Geschwindigkeiten der emittierenden Atome von $23—26 \cdot 10^5$ cm sec^{-1} verursacht. Legt man die Masse des Eisenatoms zugrunde, so erhält man daraus in Übereinstimmung mit dem obigen Resultat für die kinetische Energie der Atome 150—190 eV. Wie schließlich aus den Beobachtungen des Ionisationszustandes der äußeren Schichten der Erdatmosphäre (JOHNSON und KORFF), sowie aus dem Vorhandensein der magnetischen Stürme und Nordlichter geschlossen werden muß (ALFVÉN), wird einerseits von der Sonne außerordentlich energiereiche Strahlung zwischen 0,1 und 1,5 Å emittiert, zu deren Stoßanregung Elektronen mit Energien zwischen 10^4 und 10^5 eV erforderlich sind, andererseits muß von der Sonne eine Korpuskularstrahlung bestehend aus einem Ionen- und Elektronenstrom ausgehen, dessen Partikel Energien von derselben Größenordnung besitzen. Zum Schluß sei noch erwähnt, daß im Flash-Spektrum (d. i. das Spektrum der unteren Chromosphärenschicht, das bei totalen Sonnenfinsternissen kurz vor Beginn der Totalität aufleuchtet) Emissionslinien auftreten, deren Anregungs- bzw. Ionisationspotentiale weit über den bei thermischem Gleichgewicht möglichen liegen.

Es spricht also eine Anzahl starker und voneinander unabhängiger Argumente dafür, daß man die Korona tatsächlich als eine Art erweiterter Sonnenatmosphäre auffassen kann und daß die aus dieser Annahme sich

zunächst rein theoretisch ergebende Folgerung in bezug auf Temperaturen von der Größenordnung von einer Million Grad durch die Beobachtungen bestätigt wird. Auf welche Weise derart hohe Partikelgeschwindigkeiten über der Sonnenoberfläche erzeugt werden, kann man verstehen, wenn man in die Überlegungen eine der markantesten und wichtigsten Erscheinungen auf der Sonne mit einbezieht: die Protuberanzen. Nach einer ebenfalls von ALFVÉN aufgestellten Theorie sind die Protuberanzen im wesentlichen elektrische Entladungen, die unter bestimmten Bedingungen infolge der durch die Bewegung der Materie in den magnetischen Feldern auf der Sonne entstehenden Potentialdifferenzen zwischen verschiedenen Punkten der Sonnenoberfläche ausgelöst werden. Läuft dieser Vorgang, wie es in den mächtigen Protuberanzen der Fall ist, in großem Maßstab ab, so werden extrem hohe Partikelgeschwindigkeiten erzeugt. In kleinerem, aber für das Verständnis der hohen Koronatemperaturen ausreichendem Maßstab dürfte der Prozeß sich weit häufiger abspielen, so daß man die ganze Chromosphäre als aufgebaut aus einer Unzahl kleiner Protuberanzen ansehen kann, die für die Aufrechterhaltung der großen Ausdehnung dieser Schicht der Sonnenatmosphäre sorgen und in denen die in der Korona auftretenden energiereichen Elementarteilchen — vorwiegend Elektronen — ständig erzeugt werden. Das „Heizen" der Korona findet demnach in ihrer untersten Schicht und in relativer Nähe der Sonnenoberfläche, im Chromosphären- und Protuberanzenniveau, statt.

Die Partikel, aus denen die Korona besteht, besitzen also Energien zwischen 100 und 200 eV, und es ist die Frage, ob sich diese Erscheinung auf der Grundlage einer allgemeineren Theorie verstehen läßt. Die dahingehenden Untersuchungen ALFVÉNS führen zu einem positiven Ergebnis. Zunächst einmal ist bei der in der inneren Korona herrschenden Dichte sicher thermisches Gleichgewicht zwischen den Ionen und Elektronen vorhanden. Man kann also unter Zugrundelegung der empirischen Dichteverteilung mit Hilfe der Formeln der kinetischen Gastheorie die Teilchenenergien in Abhängigkeit vom Abstand vom Sonnenrand ausrechnen, unter der Voraussetzung, daß die Korona unter dem Einfluß allein der Schwerkraft steht. Für Entfernungen vom 1,2—3fachen Sonnenradius vom Mittelpunkt der Sonne ergibt sich mit Hilfe der von BAUMBACH bestimmten Dichteverteilung eine mittlere Teilchenenergie von 180 eV, die innerhalb eines sehr ausgedehnten Koronagebietes nahezu konstant ist. Daß die Übereinstimmung dieses Resultates mit den oben angeführten Beobachtungsergebnissen keine zufällige ist, folgt aus der Tatsache, daß sich ein ganz ähnlicher Wert ergibt, wenn man die Aufgabe löst, die Temperaturverteilung innerhalb der Korona zu bestimmen, sobald die in einer gegebenen Höhe über der Photosphäre pro Quadratzentimeter pro Sekunde erzeugte Energie bekannt ist — eine Problemstellung also, die ganz ähnlich in der Sonnenkorona realisiert sein dürfte. Die Energie, die zur „Heizung" der Korona und zur Aufrechterhaltung einer Temperatur von rund 10^6 Grad erforderlich ist, beträgt nur etwa den 10^{-5}ten Teil der gesamten von der Sonne ausgestrahlten Energie.

Außer der Gravitation wirken nun noch andere Kräfte auf die Korona, nämlich der Strahlungsdruck, sowie die magnetischen und elektrischen Kräfte. Was den Strahlungsdruck betrifft, so kann dieser entgegen früher vielfach geäußerten Ansichten keine merkliche Rolle spielen. Damit nämlich die Korona gänzlich vom Strahlungsdruck getragen wird, muß ungefähr $^1/_{10}$ der gesamten von der Sonne ausgehenden Strahlung in ihr absorbiert werden, während die Absorption in Wirklichkeit von der Größenordnung 10^{-6} ist. Wohl aber üben die magnetischen Kräfte einen Einfluß aus. Die Sonne besitzt bekanntlich ein magnetisches Feld, dessen Dipolmoment etwa $4{,}2 \cdot 10^{33}$ Gauß cm^3 beträgt. An der Sonnenoberfläche hat die Feldstärke an den magnetischen Polen einen Wert von 25 Gauß, am Äquator 12,5 Gauß. Durch dieses magnetische Feld werden die Bewegungen der Ionen und Elektronen merklich beeinflußt, und zwar wirkt auf die Partikel eine Kraft in Richtung des magnetischen Feldes, so daß sich die Teilchen in Spiralen längs der Kraftlinien bewegen. Beiläufig sei bemerkt, daß die magnetischen Felder der Sonnenflecke nur geringe Reichweite besitzen, so daß sie im Falle der Sonnenkorona, abgesehen vielleicht von ihren innersten Gebieten, unberücksichtigt bleiben können. In einer Entfernung von 10 Sonnenradien vom Mittelpunkt beträgt die Feldstärke des allgemeinen magnetischen Feldes 0,02 Gauß, der Krümmungsradius der Elektronenbahnen $1{,}7 \cdot 10^9$ cm, der der Protonenbahnen $7{,}2 \cdot 10^4$ cm, während die mittlere freie Weglänge der Partikel in der inneren Korona rund 10^4—10^5mal so groß, nämlich von der Größenordnung 10^8 cm ist.

Unter Berücksichtigung dieses magnetischen Feldes läßt sich die Theorie verfeinern, und es ergeben sich einige interessante numerische Resultate, auf die zum Schluß noch kurz eingegangen werden soll. Zunächst zeigt es sich, daß die auf theoretischem Wege berechnete Koronatemperatur und diejenige Temperatur, die man unter Benutzung der empirischen Dichtefunktion und unter der Annahme von Gravitation und magnetischem Gradienten als wirkende Kräfte erhält, befriedigend miteinander übereinstimmen. In 8 Sonnenradien Abstand vom Mittelpunkt (äußere Korona) beträgt die Temperatur der Korona $2 \cdot 10^6$ Grad, die mittlere Energie der Teilchen 30 eV, die mittlere freie Weglänge $2 \cdot 10^{11}$ cm, die Zahl der Zusammenstöße pro Sekunde $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ und die mittlere Geschwindigkeit der Eisenionen $8 \cdot 10^5$ cm/sec, der Protonen $6 \cdot 10^6$ cm/sec. Mit Hilfe dieser Daten ist es schließlich möglich, den Ionisationsgrad der Koronamaterie zu berechnen. Es ergibt sich ganz allgemein, daß die Materie bis zu Potentialen von über 900 Volt herauf ionisiert sein muß. Insbesondere folgt in Anwendung auf Eisen und im Hinblick auf die von EDLÉN durchgeführte Identifizierung einer Reihe heller Koronalinien als von metastabilen Zuständen des mehrfach ionisierten Eisen herrührend, daß die mittlere Lebensdauer der Ionen des Fe VII 5 des Fe X 20 und des Fe XIV (grüne Koronalinie!) 150 Sekunden beträgt. Da die gesamte Lebensdauer der Atome innerhalb der Korona etwa von der Größenordnung 10^5 Sekunden und also im Vergleich dazu sehr viel größer ist, folgt, daß die Zahl der Eisenionen in den verschiedenen Ionisationsstufen proportional ihren mittleren Lebensdauern sein muß. Das bedeutet, daß beispielsweise die Linien des Fe VII nur sehr schwach oder gar nicht im Spektrum auftreten, die des Fe XIV dagegen sehr hell sein müssen, was durch die Beobachtungen vollauf bestätigt wird, da ja die grüne Koronalinie die intensivste ist, während die Linien des Fe VII nicht beobachtet wurden.

Zum Schluß gibt Verf. noch einige Hinweise darauf, daß sich auch die Strahlenstruktur der Korona bei Berücksichtigung der magnetischen Kräfte verstehen läßt. Da in dieser Richtung jedoch noch keine exakteren Überlegungen durchgeführt wurden, soll hier nicht

näher darauf eingegangen werden. — Wie die Ergebnisse dieser neuen Theorie zeigen, vermag sie eine befriedigende Deutung der meisten Beobachtungserscheinungen zu geben. Einige Bedenken lassen sich allerdings nicht unterdrücken, die sich vor allem auf die ALFVÉNsche Erklärung der Entstehung der großen Partikelgeschwindigkeiten beziehen, denn es ist nicht ganz zu verstehen, wie die zu diesem Zweck von ihm postulierten Potentialdifferenzen zwischen verschiedenen Punkten der Sonnenoberfläche zustande kommen können, da ja immer ein Gemisch von Elektronen und Ionen vorhanden ist, das als ganzes elektrisch neutral sein muß, solange nicht aus irgendeinem unbekannten Grunde ein Teil entweder der positiven oder der negativen Ladung verschwindet. Dieser Einwand berührt jedoch die eigentliche Theorie nicht, sondern weist nur auf die Schwierigkeiten hin, die sich ergeben, wenn man nach der Quelle der von der Theorie geforderten hohen Partikelgeschwindigkeiten forscht.

Die Erforschung der Atmosphäre der K-Komponente des Systems Zeta Aurigae.

Unter den veränderlichen Sternen, deren Lichtwechsel auf die vollständige oder teilweise Bedeckung der beiden Komponenten eines Doppelsternsystems zurückzuführen ist, gibt es einige, die vor allem wegen der den Lichtwechsel begleitenden spektralen Veränderlichkeit von Bedeutung und besonderem Interesse sind. Zu diesen Objekten gehören beispielsweise die beiden Veränderlichen im Sternbild Fuhrmann, Epsilon und Zeta Aurigae, und der Bedeckungsveränderliche VV Cephei, dessen eine Komponente — ein M-Stern — der größte bisher bekannte Stern ist. Diese Doppelsternsysteme bestehen jeweils aus einem heißen Stern normaler Ausdehnung, meist vom Spektraltyp B, und einem Übergiganten, dessen Dimensionen so groß sind, daß die sehr viel kleinere heiße Komponente während ihres Umlaufes oft tagelang durch ihn verdeckt wird und gegen Beginn und Ende der Bedeckung eine Zeitlang durch die sehr ausgedehnte Übergigantenatmosphäre hindurchscheint. Da während dieser Zeit im Spektrum des Veränderlichen die Chromosphärenlinien des Übergiganten in Absorption auftreten, gibt gerade dann eine sorgfältige spektrale Untersuchung außerordentlich wertvolle Aufschlüsse über Aufbau und Zusammensetzung der Atmosphären von Riesensternen. Eine derartige Untersuchung, über deren Ergebnisse im folgenden berichtet wird, wurde vor einiger Zeit an Zeta Aurigae von P. WELLMANN durchgeführt [Veröff. Babelsberg **12**, 4 (1939)].

Der Bedeckungslichtwechsel von Zeta Aurigae erfolgt in einer Periode von 972 Tagen. Rund alle $2^2/_3$ Jahre tritt ein breites und flaches Helligkeitsminimum ein, das $6^1/_2$ Tage andauert. Es wird verursacht durch die Bedeckung eines Sternes vom Spektraltyp B 8 durch einen Übergiganten vom Typ K 5. Da die Neigung der Bahn dieses Doppelsternsystems gegen die Tangentialebene an die Himmelssphäre 80,5° beträgt, ist die Bedeckung total. Die Untersuchung des Lichtwechsels führte nach GUTHNICK, SCHNELLER und HACHENBERG zu folgenden Ergebnissen: Große halbe Achse der Bahn: 1035 Millionen Kilometer, Radius der K 5-Komponente: 293 Sonnenradien (204 Millionen km), Radius der B 8-Komponente: 4 Sonnenradien (2,8 Millionen km), Masse der K 5-Komponente: 32 Sonnenmassen, Masse der B 8-Komponente: 13 Sonnenmassen. Dichten: K 5: 0,0000013 Sonnendichten, B 8: 0,20 Sonnendichten, Temperaturen: K 5: 3160°, B 8: 15000°, Entfernung des Systems 990 Lichtjahre. Das Helligkeitsmaximum beträgt 4^m9, das Minimum 5^m6.

Wie man sieht, ist das Radienverhältnis der beiden Komponenten extrem klein. Es beträgt nur 1:73. Infolgedessen ist die B 8-Komponente sogar im Vergleich zur Ausdehnung der Atmosphäre des K 5-Sternes ($\sim 60 \cdot 10^6$ km) klein, so daß sie kurz vor und nach der Bedeckung durch diese hindurchscheint und im Spektrum dann die Linien der die Atmosphäre zusammensetzenden Gase in Absorption auftreten. Art und Stärke der Absorption hängt vom Abstand des B-Sternes von der Mitte der Bedeckung ab. Je weiter die Bedeckung fortgeschritten ist, um so tiefere Schichten der Atmosphäre des K-Riesen werden vom Licht des B-Sternes durchsetzt. Das Spektrum des Veränderlichen ist also dann aus folgenden Anteilen zusammengesetzt: Es besteht erstens aus den ursprünglichen Linien des K-Sternes, zweitens aus denen des B-Sternes und drittens aus den Absorptionslinien, die aus der Chromosphäre des K-Sternes stammen. Da, wie das z. B. bei den Wasserstofflinien der Fall ist, eine Spektrallinie sich aus allen drei Anteilen zusammensetzen kann, stellt die Bestimmung des von der Chromosphäre herrührenden Anteils an der gesamten Linienintensität eine recht schwierige Aufgabe dar. Wie die der WELLMANNschen Untersuchung zugrundeliegenden und während der Bedeckung des Jahres 1934 erhaltenen Babelsberger Spektren zeigen, ist die Überlagerung der drei Anteile während der Chromosphärendurchleuchtung nur in wenigen Fällen sofort zu erkennen. Besonders deutlich ist das bei den Kalziumlinien möglich. Hier ist beispielsweise die K-Linie des Ca^+ außerhalb der Bedeckung nur im Spektrum des Riesensternes in Absorption vorhanden, im B-Spektrum aber nicht, so daß durch die Helligkeit des B-Kontinuums die Linientiefe sehr herabgesetzt wird. Sofort nach der totalen Bedeckung, wenn also das Licht des B-Sternes den längsten Weg durch die Chromosphäre des Riesensternes zurückzulegen hat, tritt die K-Linie in starker Absorption auf. Es überwiegt in diesem Augenblick die Chromosphärenabsorption über die bleibende K-Linie. Mit wachsendem Abstand des B-Sternes vom Rand des Übergiganten wird auch der Lichtweg durch die Chromosphäre immer kleiner und die chromosphärische Absorption entsprechend schwächer, bis diese schließlich von der bleibenden K-Linie deutlich getrennt zu sehen ist. Eine derart ideale Trennung ist, wie gesagt, nur bei Kalzium möglich, während bei allen übrigen Absorptionen die Wirkung der Chomosphäre nur daran erkannt werden kann, daß sich beim Durchscheinen des Lichtes des B-Sternes die Gesamtintensität ändert. Eine weitere Ausnahme bildet ferner noch die Hδ-Linie der Balmer-Serie des Wasserstoffes. Hier kann die Chromosphärenlinie von den übrigen beiden Anteilen deswegen getrennt werden, weil sie infolge der von der Bahnbewegung und der Rotation herrührenden Radialgeschwindigkeitseffekte verschoben ist. Auf das indirekte Verfahren, das von WELLMANN zur Erfassung der Chromosphärenanteile der übrigen Absorptionen angewandt wurde, kann hier nicht eingegangen werden. Als allgemeines Ergebnis seien zunächst diejenigen Elemente angeführt, deren Vorhandensein in der Atmosphäre des K 5-Sternes sich durch eine merkliche Änderung der Gesamtintensität der betreffenden Linien während des Durchscheinens des Lichtes des B-Sternes offenbart. Die Elemente sind in der Reihenfolge abnehmender mittlerer Intensität der Absorptionslinien angegeben: Die weitaus stärkste Absorption wird von Ca II

hervorgerufen. Es folgen dann H, Ca I, Fe I, Ti II, Sr II, Fe II, Cr I, Mn I, Ti I und weitere Linien neutraler und ionisierter Metalle. Wie man sieht, sind in der Chromosphäre außer Wasserstoff nur Metalle vertreten.

Wie bereits erwähnt, hängt die Stärke der Chromosphärenabsorption von der Weglänge ab, die das Licht des B-Sternes beim Durchscheinen durch die Chromosphäre zurückzulegen hat, d. h. genauer gesprochen besteht eine Abhängigkeit zwischen Linienintensität und Zahl der Atome längs dieses Lichtweges. Man kann die Atomzahlen aus den Linienintensitäten mit Hilfe der Wachstumskurven bestimmen, worauf wir gleich noch kurz eingehen werden. Da Spektren für verschiedene Abstände des B-Sternes vom Mittelpunkt der Bedeckung vorliegen, erhält man daraus die Atomzahlen für verschiedene Höhen in der Chromosphäre des K-Sternes. Aus den Atomzahlen lassen sich dann die Dichten der einzelnen Elemente als Funktion der Höhe in der Chromosphäre berechnen. Als letztes unmittelbar aus den Beobachtungen abgeleitetes Ergebnis erhält man schließlich noch die prozentuale Häufigkeit der Elemente in der Atmosphäre des K-Sternes und durch Vergleich der Dichten der einzelnen Ionisations- und Anregungsstufen untereinander den Ionisations- bzw. Anregungszustand in den verschiedenen Chromosphärenhöhen. Das so gewonnene Material bildet die Grundlage für die theoretische Deutung der beobachteten Erscheinungen.

Es besteht also zunächst die Aufgabe, aus den Intensitäten der Chromosphärenlinien bzw. aus dem chromosphärischen Anteil der Absorption an der Gesamtabsorption einer Linie die Zahl der absorbierenden Atome zu berechnen. Diese Aufgabe ist grundsätzlich durch die Konstruktion von Wachstumskurven lösbar, die die Intensitäten der Absorptionslinien als Funktion der Atomzahlen längs des Sehstrahles (in einer Säule von 1 qcm Grundfläche) geben. An der Verbreiterung einer Absorptionslinie sind im wesentlichen zwei Effekte beteiligt, nämlich der durch die thermische und die turbulente Bewegung der absorbierenden Atome verursachte Doppler-Effekt und die Strahlungsdämpfung, die nach der klassischen Theorie durch die Ausstrahlung der gedämpft schwingenden Oszillatoren, nach der Quantentheorie durch die Abklingzeit der Energieniveaus festgelegt ist. Die Dämpfungskonstante ist dann klassisch gegeben durch die reziproke Abklingzeit eines Oszillators, quantentheoretisch durch die Summe der reziproken Abklingzeiten der Energieniveaus des Anfangs- und Endzustandes. Bei höheren Gasdrucken muß außerdem noch die Verbreiterung des Absorptionskoeffizienten durch Stoßdämpfung berücksichtigt werden. Wie man leicht einsieht, ist für optisch dünne Schichten, d. h. für die Mehrzahl der astrophysikalischen Probleme, die Verbreiterung des Absorptionskoeffizienten durch den Doppler-Effekt wesentlich stärker als durch Dämpfung. Erst bei der Absorption optisch dicker Schichten tritt die Dämpfungsverbreiterung merkbar in Erscheinung. Indem man nun diese hier ganz allgemein angedeuteten Überlegungen in Anwendung auf die Theorie des Absorptionskoeffizienten mathematisch durchführt und die funktionale Abhängigkeit der Gesamtabsorption in einer Linie von der Zahl der Atome längs des Lichtweges bzw. in einer durchstrahlten Säule von 1 qcm Grundfläche graphisch aufträgt, erhält man für verschiedene Werte des Verhältnisses der Dämpfungskonstanten zur Doppler-Breite Wachstumskurven, die allgemein folgendes erkennen lassen: Für kleine Werte der eben definierten Atomzahlen ist die Gesamtabsorption durch die Atomzahlen allein bestimmt, bei mittleren Werten ist für die Gesamtabsorption der Doppler-Effekt maßgebend, und bei großen Werten gewinnt die Dämpfungskonstante immer mehr an Bedeutung.

Es ist nun möglich, mit Hilfe beobachteter Intensitäten solcher Absorptionslinien, deren relative Übergangswahrscheinlichkeiten bekannt sind — was vor allem bei den Multipletts der Fall ist — einzelne Stücke empirischer Wachstumskurven zu konstruieren, diese Kurvenstücke durch Verschieben längs der Abszisse zu einer einzigen Kurve zusammenzusetzen und so aus den Beobachtungen den funktionalen Zusammenhang zwischen wirksamer Atomzahl und Linienintensität in Abhängigkeit vom Verhältnis der Dämpfungskonstanten zur Doppler-Verbreiterung zu erhalten. Für die Chromosphäre des K-Riesen von Zeta Aurigae wurde dieses Verfahren unter Benutzung einer Reihe von Multipletts des Fe I, Mn I und Ti II durchgeführt. Hinsichtlich der Doppler-Verbreiterung ergibt sich aus dem Vergleich der beobachteten mit der theoretischen Wachstumskurve ein sehr bedeutsames Resultat: Die Doppler-Verbreiterung beträgt 0,29 Å entsprechend einer mittleren Geschwindigkeit der absorbierenden Atome von $v_0 = 22$ km/sec. Diese Doppler-Breite ist nun auf jeden Fall viel zu groß, als daß sie durch die thermische Bewegung der Atome hervorgerufen sein könnte, die sogar bei einer Temperatur von 10000° nur mit einer Geschwindigkeit von 1,8 km/sec erfolgt. *Die hohe Geschwindigkeit kann nur auf Turbulenzvorgänge in der Atmosphäre des K-Sternes zurückgeführt werden.*

Im Hinblick auf die Bedeutung dieses Ergebnisses ist es natürlich sehr erwünscht, es auf einem anderen, unabhängigen Wege nachzuprüfen. Dies ist möglich, wenn man die mittleren Dichtegradienten heranzieht, auf deren Ableitung aus den Beobachtungen wir gleich noch näher eingehen werden. Für ionisierte Metalle beträgt der mittlere Exponent des Dichteabnahmegesetzes $3{,}15 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Betrachtet man dagegen nun eine isotherme Atmosphäre, in der als einzige Kräfte Gasdruck und Gravitation wirken, so erhält man für eine Temperatur von 3200°, ein mittleres Atomgewicht von 40 und den für den K-Stern geltenden Wert der Schwerebeschleunigung einen Exponenten des Dichtegesetzes von $1{,}5 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{cm}^{-1}$, d. h., *die theoretische Dichteabnahme ist rund tausendmal so groß wie die beobachtete.* Diese Tatsache kann, wenn man von der sehr unsicheren Annahme einer vom Strahlungsdruck getragenen Atmosphäre absieht, nur dadurch erklärt werden, daß neben dem Gasdruck ein im gleichen Sinne wirksamer turbulenter Zusatzdruck existiert. Auf Grund des beobachteten Dichtegesetzes läßt sich die Turbulenzgeschwindigkeit leicht berechnen. Sie ergibt sich zu rund 25 km/sec, also zu einem Betrag, der mit dem weiter oben genannten und unabhängig davon abgeleiteten sehr gut übereinstimmt.

Neben der der Doppler-Verbreiterung der Absorptionslinien entsprechenden Geschwindigkeit der Atome in der Chromosphäre des K-Riesen lassen sich außerdem, wie gesagt, aus den Wachstumskurven die Zahlen der wirksamen Atome der verschiedenen Anregungs- und Ionisationsstufen bestimmen und daraus schließlich noch unter der Annahme einer kugelsymmetrischen Verteilung die entsprechenden Dichten. Für die einzelnen Elemente wollen wir die diesbezüglichen Ergebnisse hier nicht wiedergeben, sondern wir wollen nur einen kurzen Vergleich mit den Verhältnissen in der Sonnenatmosphäre durchführen: In der Photosphäre des K-Sternes

beträgt die Gesamtzahl der Atome pro cm^3 10^{14}, in der Sonnenphotosphäre dagegen 10^{16}. Am Boden der Sonnenchromosphäre herrscht eine Dichte von rund 10^{18} Atomen pro Kubikzentimeter, im entsprechenden Gebiet der Chromosphäre des K-Sternes liegen die Dichten bei 10^{11}—10^{12} Atome pro Kubikzentimeter. In diesen Schichten ist also die Dichte 100 mal kleiner als in der Sonne. In der Chromosphäre selbst des Übergiganten, die sich bis in eine Höhe von rund $60 \cdot 10^6$ km erstreckt, wird die Differenz gegen die Dichte in der Sonnenchromosphäre etwas geringer. Für das Verhältnis der Wasserstoffhäufigkeit zur Häufigkeit der Metalle ergibt sich unter der Annahme, daß die relative Häufigkeit der Metalle dieselbe ist wie in der Sonne, $10^{3.8}$. Da dieses Verhältnis in der Sonnenchromosphäre nur $10^{2.7}$ beträgt, ist also der Wasserstoffgehalt in der Chromosphäre des K-Übergiganten größer als in der Sonne.

Ein höchst bedeutsames Ergebnis, das neben dem Auftreten turbulenter Vorgänge für die Atmosphäre des K-Sterns charakteristisch ist, wird durch eine nähere Untersuchung des Ionisationsgrades geliefert, der aus den mit Hilfe der Wachstumskurven berechneten Dichten bestimmt wird und aus dem unter Zugrundelegung der Sahaschen Ionisationsgleichung die Anregungstemperatur abgeleitet werden kann. Die Photosphäre selbst besitzt eine Strahlungstemperatur von 3200°. Im Vergleich zu dieser Temperatur steigt die Anregung mit wachsendem Anregungspotential in den unteren 10^6 km der Chromosphäre außergewöhnlich schnell an — es ist hier eine Überanregung vorhanden, deren Ursache in einer Temperaturerhöhung bis zu einem Maximum von über 6000° in den unteren Chromosphärenschichten zu suchen ist. Mit wachsender Höhe nimmt diese Überanregung und damit auch die Temperatur wieder ab und erreicht schließlich den normalen Grenzwert von 2600°. ***Es tritt also in der unteren Chromosphäre eine Temperaturinversion auf, durch die eine Überanregung der Materie verursacht wird.***

Es ist naheliegend, zur Deutung des Auftretens dieser Überanregung das Vorhandensein der Turbulenz heranzuziehen. Vorher ist es allerdings erforderlich, zu untersuchen, inwieweit die Strahlung des B-Sternes den Anregungszustand in der Chromosphäre des K-Riesen beeinflußt. Wie eine einfache Überlegung zeigt, liegt die Anregungstemperatur des B-Sternes immer unter der beobachteten Überanregungstemperatur von 6000—7000°. Nur in den hohen Schichten kann die Strahlung des B-Sternes eine Rolle spielen und hat zur Folge, daß, wie beobachtet, die Abnahme der Dichte des angeregten Wasserstoffs erheblich verzögert wird, so daß die Häufigkeit des zweiquantigen Wasserstoffs am Gipfel der Chromosphäre um über 7 Zehnerpotenzen über dem zu erwartenden Wert liegt. Das Vorhandensein jedoch der Temperaturinversion und damit der Überanregung in den unteren Chromosphärenschichten kann zwanglos durch die turbulenten Vorgänge allein erklärt werden. Die Bewegungsenergie der Turbulenzelemente wird in Wärmeenergie umgesetzt und bewirkt so eine Aufheizung. Durch Stöße schließlich erfolgt dann die Umwandlung in Anregungsenergie und letzten Endes in Strahlung. Nach dieser Auffassung sind also die beiden charakteristischsten Erscheinungen in der Chromosphäre des K-Riesen: die Überanregung und die Turbulenz voneinander abhängig und bedingen sich gegenseitig. Da die Turbulenz infolge der Umwandlung der mechanischen Energie und infolge des konvektiven Wärmetransportes im Laufe der Zeit abklingen muß, ist man gezwungen, entweder irgendwelche unbekannten Energiequellen zu ihrer Aufrechterhaltung heranzuziehen oder aber nichtstationäre Zustände in der Chromosphäre anzunehmen. Im letzteren Fall wäre die Turbulenz ihrer Stärke nach zeitlich veränderlich und von der Energiezufuhr aus tieferen Schichten abhängig. Aus der unter plausiblen Annahmen über ihren Energieinhalt berechenbaren Lebensdauer der turbulenten Zone kann die Größenordnung der unregelmäßigen Helligkeitsschwankung des K-Sternes abgeleitet werden. Die Periode ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu rund 30 Tagen. Ebenso lassen sich dann die beobachteten Veränderungen von Radius und Chromosphärenhöhe des K-Sternes verstehen und größenordnungsmäßig voraussagen.

Damit sind die Ergebnisse der Wellmannschen Untersuchung in großen Zügen zusammenfassend dargestellt. Dank der im System Zeta Aurigae besonders günstig liegenden Verhältnisse gehört die Atmosphäre des K-Riesen neben der der Sonne zu den bestuntersuchten Sternatmosphären. Die Untersuchungsergebnisse gewinnen dadurch an besonderem Wert, zumal, da sie außerdem noch zum Verständnis einiger an anderen Sternen und der Sonne beobachteten Eigentümlichkeiten führen, deren Deutung bisher nur eingeschränkt möglich war. Hierzu gehört die von Struve und Elvey in den Spektren einer Reihe von Sternen beobachtete große Doppler-Verbreiterung, die bereits von den beiden Autoren als verursacht durch Turbulenz der umkehrenden Schicht in den Atmosphären dieser Sterne gedeutet wurde. Ferner ist in diesem Zusammenhange das überwiegend an roten Riesen und Überriesen beobachtete Adams-Russell-Phänomen einer Überanregung des zweiquantigen Wasserstoffs und der Metallinien zu nennen, wonach beispielsweise in der Chromosphäre von Alpha Orionis die Zahl der zweiquantigen Wasserstoffatome 10^6mal höher ist, als es nach der effektiven Temperatur der Fall sein könnte. Hierfür wird aller Wahrscheinlichkeit nach in erster Linie ebenfalls das Vorhandensein turbulenter Vorgänge verantwortlich zu machen sein. Ebenso wurde eine Überanregung in der Sonnenatmosphäre beobachtet, wo nach den Untersuchungen Menzels die Anregungstemperatur um 1300° über der effektiven Temperatur liegt. Der für die Atmosphäre von Zeta Aurigae aufgedeckte ursächliche Zusammenhang von Turbulenz und Überanregung dürfte auch für die Deutung des UV-Überschusses der Sonnenstrahlung maßgebend sein, der auf Grund der Anregungsverhältnisse in der Ionosphäre postuliert werden muß. Danach ist die Ausstrahlung der Sonne im Lyman-Gebiet 10^6mal größer als die eines schwarzen Körpers der Temperatur von 6500°. Für diese Strahlung ist eine Anregungstemperatur von 10000° erforderlich, die sich zwanglos ergibt, wenn man mit Unsöld in der Sonnenchromosphäre eine Turbulenz von etwa 15 km/sec annimmt.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß die sich sowohl mit der Annahme einer turbulenten Zone in der Chromosphäre der K-Komponente von Zeta Aurigae als auch auf Grund der Beobachtungen ergebende langsame Dichteabnahme dazu führt, daß der Rand des K-Sternes nicht scharf begrenzt erscheint. Die von Wellmann unter Berücksichtigung dieser Tatsache berechnete Lichtkurve stimmt weit besser mit den Beobachtungen überein als die gewöhnliche Lichtkurve, die unter der Annahme einer scharfen Begrenzung des K-Sternes erhalten wurde. Auch hierin kann man eine weitere Bestätigung für das Vorhandensein von Turbulenz in der Atmosphäre des K-Riesen sehen.

Die Bedeutung der Schnelläufer für die Dynamik des Milchstraßensystems.

Die Diskussion der beobachteten Bewegungsformen im Sternsystem führte bekanntlich zur Aufstellung zweier Theorien, die eine zusammenfassende Darstellung des Bewegungszustandes anstreben: die KAPTEYN-EDDINGTONsche Zweistromtheorie und die OORT-LINDBLADsche Rotationstheorie. Nach der ersteren Auffassung können die Eigenbewegungen der Mehrzahl der Sterne dahingehend gedeutet werden, daß sie zwei Sternströmen angehören, die sich gegenseitig durchdringen. Die Durchdringungsrichtung dieser beiden Ströme — die Vertexrichtung — liegt in rund 340° galaktischer Länge. Die zweite Theorie beruht auf der Deutung vor allem der ellipsoidischen Verteilung der Sterngeschwindigkeiten. Trägt man in einem „Geschwindigkeitsraum", dessen Achsen nach den galaktischen Koordinaten orientiert sind, die Geschwindigkeiten bestimmter, meist nach Spektraltypen geordneter Sterngruppen auf, so erhält man eine ellipsoidische Verteilung der Geschwindigkeitspunkte, und nicht etwa eine sphärische, wie es bei einer regellosen Geschwindigkeitsverteilung der Fall sein müßte. Die sphärische Verteilung ist also in eine ellipsoidische „ausgebeult". Es existiert eine Vorzugsrichtung in den Bewegungen der Sterne, die durch die große Achse des Geschwindigkeitsellipsoides festgelegt ist und mit der Vertexrichtung der Zweistromtheorie übereinstimmt. Vergleicht man ferner die Geschwindigkeitsellipsoide verschiedener Sterngruppen, die durch physikalische Merkmale (Spektraltyp usw.) voneinander unterschieden sind, miteinander, so stellt man fest, daß ihre Nullpunkte gegenseitig verschoben sind. Jede der einzelnen Sterngruppen führt also für sich eine Bewegung aus, die, wie die Beobachtungen zeigen, im wesentlichen innerhalb der Milchstraßenebene erfolgt und senkrecht auf der Vertexrichtung steht. Diese Erscheinung wird Asymmetrie in den Bewegungen der Sterne genannt und findet ihre Erklärung durch die OORT-LINDBLADsche Rotationstheorie: Die Hauptmasse der Sterne, zu der auch die Sonne gehört, bewegt sich mit maximaler Geschwindigkeit in Kreisbahnen um das in Richtung auf das Sternbild Sagittarius gelegene Zentrum des Milchstraßensystems. Die Sterngruppen dagegen, die eine Asymmetrie in ihrer Bewegung aufweisen, beschreiben mehr oder weniger stark exzentrische Bahnen mit geringerer Geschwindigkeit und bleiben somit gegenüber der Mehrzahl zurück. Sie besitzen eine hohe Relativgeschwindigkeit, bewegen sich aber in Wirklichkeit langsamer als die Hauptmasse.

Die Bedeutung, die den Schnelläufern, also den Sternen hoher *Relativ*geschwindigkeit, für die Erkenntnis des allgemeinen Bewegungszustandes zukommt, besteht nun in erster Linie darin, daß diese Gruppe von Fixsternen eine große Asymmetrie in ihrer Bewegung aufweist und daß ferner die Häufigkeitsverteilung ihrer Geschwindigkeiten die Möglichkeit der Existenz von Sternströmen innerhalb der allgemeinen Rotationsbewegung nahelegt. In diesem Zusammenhange ist eine zusammenfassende Neudiskussion der Sterne großer Geschwindigkeit von Bedeutung, die kürzlich von G. MICZAIKA [Astron. Nachr. **270**, 249—275 (1940)] durchgeführt wurde und über deren Ergebnisse wir hier kurz berichten wollen. Die Untersuchung geht aus von einem Material von 555 Sternen mit Geschwindigkeiten größer als 63 km/sec. und scheinbaren Helligkeiten bis zu $5^m{,}5$ herunter. Sie führt zunächst hinsichtlich der Verteilung der Apices, d. h. der Zielpunkte der Bewegungen, zu folgendem Resultat: *Die Apices liegen mit ganz wenigen Ausnahmen zwischen 130 und 350° galaktischer Länge und zeigen innerhalb dieses Gebietes zwei Häufungspunkte bei 175 und 305° galaktischer Länge. Diese Häufungsstellen fallen auffallenderweise angenähert mit den scheinbaren Vertexrichtungen der beiden Sternströme in der* KAPTEYN-EDDINGTON*schen Zweistromtheorie zusammen.* Hinsichtlich der Apexverteilung in Abhängigkeit von der galaktischen Breite ergibt sich eine starke Konzentration gegen den Milchstraßenäquator. Ferner ist eine geringe Neigung der Konzentrationsebene der Schnellläuferbewegung gegen die Äquatorebene angedeutet, die ungefähr mit der Neigung des Systems der helleren A-Sterne übereinstimmt, jedoch noch nicht genügend sichergestellt ist, als daß man ihr Realität beimessen könnte.

Die Verteilung der Schnelläufer im Russell-Diagramm, also über die Spektralklassen, weist ein fast gänzliches Fehlen dieser Sterne in den Klassen B, A und F und eine große Zahl von Go-Zwergen und Ko-Riesen auf. Im ganzen nimmt die Häufigkeit des Anteils der Schnelläufer an der Gesamtzahl der Sterne mit späterem Spektraltyp zu. Das bedeutet ganz allgemein, daß unter den heißen Sternen und denen normaler Temperatur die Schnelläufer weniger stark vertreten sind, als unter den niedriger temperierten Riesen- und Zwergsternen. Ebenso nimmt der Anteil der Schnelläufer mit abnehmender Helligkeit stark zu. Darin ist wahrscheinlich die Ursache dafür zu suchen, daß die Bestimmungen des Zielpunktes der Sonnenbewegung verschiedene Resultate liefern, je nachdem, ob man dabei nur hellere oder nur schwächere Sterne zugrunde legt.

Das für die Erkenntnis der Dynamik des Milchstraßensystems bedeutsamste Ergebnis dieser neuen Untersuchung der Bewegungen der Schnelläufer ist ohne Zweifel die Feststellung der obengenannten beiden Apex-Häufungsstellen. Es wird dadurch die Vermutung nahegelegt, daß sich die Schnelläufer in zwei sich überlagernden „Strömen" bewegen, deren scheinbaren Richtungen durch die beiden Vorzugsrichtungen bei 175 und 305° galaktischer Länge im Milchstraßenäquator gegeben sind. Da der Schwerpunkt der Ströme gegen den der Sonnenumgebung mit 48 km/sec. Geschwindigkeit bewegt ist, stimmen diese beobachteten Bewegungsrichtungen nicht mit den wahren überein. Letztere lassen sich aber bestimmen, und zwar erhält man das wichtige Ergebnis, daß *die Ströme auf das Zentrum des Milchstraßensystems und von ihm fortgerichtet sind.* Die wahren Richtungen betragen nämlich in galaktischer Länge 148 und 328°! Im Rahmen der OORT-LINDBLADschen Rotationstheorie würde das bedeuten, daß neben den kreisförmigen und elliptischen Bahnen um das galaktische Zentrum noch geradlinige Bahnen durch dasselbe hindurch existieren. Die Geschwindigkeit dieser harmonischen Bewegung müßte im Zentrum einen Höchstwert erreichen und mit zunehmender Entfernung von ihm abnehmen. Es könnte also auf Grund der beobachteten Geschwindigkeiten der Schnelläufer in Abhängigkeit vom Abstand vom galaktischen Zentrum entschieden werden, ob diese Objekte sich wirklich in zwei radial durch das Zentrum gerichteten Strömen bewegen. Um diesen Beweis zu erbringen, bedarf es jedoch noch eines wesentlich umfangreicheren Beobachtungsmaterials, als zur Zeit vorliegt.

H. LAMBRECHT.

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: FRITZ SÜPFERT, Berlin W 9.
Springer-Verlag in Berlin W 9. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig.